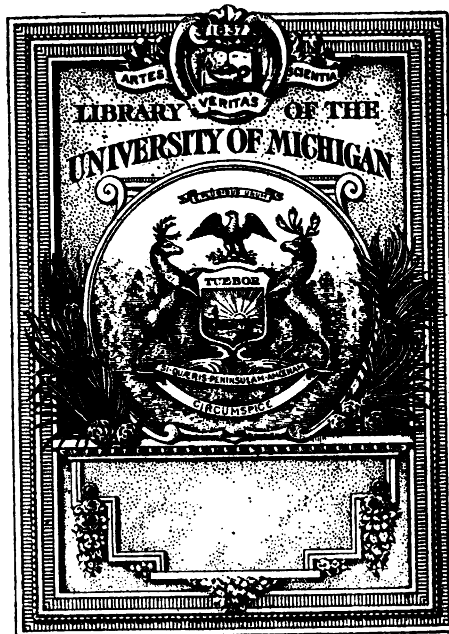

1817
ARTES
SCIENTIA
VERITAS
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
TUEBOR
SI QUÆRIS PENINSULAM AMŒNAM
CIRCUMSPICE

Grundzüge

der

Theorie und des Baues

der

Dampfturbinen

mit Berücksichtigung der

Rotationsdampfmaschinen.

Von

Peter Stierstorfer

Ingenieur.

Mit 89 Figuren und 16 Tabellen.



Leipzig

Verlag von Oskar Leiner.

1904.



Alex. Ziwet
gft.
10-24-1922



Vorwort.

Eine Umwälzung im Dampfmaschinenbau wird die neueste technische Errungenschaft, die Dampfturbine, herbeiführen, deren technische Bedeutung darin besteht, daß bei ihr der Kurbelmechanismus wegfällt. Aus praktischen Gründen konnte bei der Kolbendampfmaschine die Geschwindigkeit der hin- und hergehenden Triebwerksteile nicht über 4 bis 6 *m* gesteigert werden, deshalb war es technisch so gut wie ausgeschlossen die Wirtschaftlichkeit der Kolbendampfmaschine noch zu steigern.

Mit der Dampfturbine können hingegen unvergleichlich höhere Umlaufsgeschwindigkeiten erzielt werden, denn auf sie braucht keine Rotation übertragen zu werden, da sie selbst eine rotierende Maschine ist. Man kann ohne Schwierigkeit eine Dampfturbine von etwa 1000 PS mit 3000 Umdrehungen bauen, während eine gleich große Kolbendampfmaschine bei bester Ausführung in liegender Anordnung mit höchstens 140 Touren läuft. Die Dampfturbine kann somit erheblich billiger hergestellt werden als die Kolbendampfmaschine.

Die Kolbendampfmaschinen mit ihrer verhältnismäßig geringen Tourenzahl und ihrer Anpassungsfähigkeit an den jeweiligen Zweck in den verschiedenen Typen als Lokomotive, Lokomobile, Bergwerksfördermaschine, Walzenzugmaschine usw. genügten, solange die elektrische Kraftübertragung nicht in Betracht kam. Erst diese gab die Möglichkeit die hohen Tourenzahlen der Dampfturbinen praktisch zu verwerten. Mit der seit zwei Jahrzehnten stattgehabten Verbreitung der elektrischen Kraftübertragung wurde die Frage eines rasch laufenden Dampfmotors aktuell, und die Elektrizitäts-Gesellschaften waren als Lieferanten der Dynamomaschinen von selbst darauf hingewiesen, die Konstruktion der Dampfturbinen in die Hand zu nehmen.

Die Firmen: Aktiengesellschaft der Maschinenfabriken von Escher, Wyß u. Cie. in Zürich, Friedrich Krupp, Aktiengesellschaft in Essen, Norddeutsche Maschinenfabrik und Armaturenfabrik in Bremen,

Siemens-Schuckert-Werke G. m. b. H. in Berlin, Vereinigte Maschinenfabrik Augsburg und Maschinenbaugesellschaft Nürnberg, A.-G., haben ein Syndikat gebildet mit dem Zweck, die von der Firma Escher, Wyß u. Cie. gebauten Dampfturbinen nach dem System Zoelly in die Praxis einzuführen, nachdem die seit geraumer Zeit von der obigen Firma mit diesen Turbinen angestellten Versuche vorzügliche Resultate ergeben haben.

Somit erhält die neuestens erfolgte Bildung einer großen deutsch-amerikanischen Turbinenbaugesellschaft seitens der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin mit einer großen Anzahl amerikanischer Elektrizitäts-Gesellschaften, insbesonders mit der General Electric Co. gleich von Anfang an eine ebenbürtige Konkurrenz. Dieses Syndikat wurde seitens der A. E.-G. auf Grund der Riedler-Stumpf-Konstruktionen und seitens der G. E. Co. auf Grund der Patente des Amerikaners Curtis errichtet. Bald nach dieser Fusion führte die A. E.-G. auch eine Interessengemeinschaft mit der Firma Brown, Boveri u. Cie. als Lizenzträgerin der Parsonsturbine herbei.

Die technische Fusionierung von Riedler-Stumpf-Curtis-Parsons ist ohne Zweifel interessant, insofern nämlich als sie über die Frage entscheiden wird, ob sich Konzentrationen auf dem technischen Gebiete ebenso vornehmen lassen wie auf dem Gebiete der Finanzierungen.

Den Kolbendampfmaschinen ist außer den Dampfturbinen noch ein zweiter nicht zu unterschätzender Konkurrent in den Dampf-Rotationsmaschinen erwachsen, welche ähnlich den Dampfturbinen die hin- und hergehende Bewegung der Kolbendampfmaschine direkt in Rotation umsetzen, aber nicht wie jene die lebendige Kraft des Dampfes, sondern wie letztere die potentielle Energie desselben ausnützen. Die Rotationsdampfmaschinen arbeiten mit bedeutend geringerer Tourenzahl als die Dampfturbinen und dürften sich bei der Verdrängung der Kolbendampfmaschine als ebenbürtige Gegner erweisen.

Wenn gleich von den Dampfturbinen erst die de Laval- und Parsons-Turbine sich praktisch bewährt haben und erprobt sind, so liegt doch das industrielle Feld den rotierenden Dampfmaschinen offen, weil sie einerseits nicht nur billiger herzustellen sind als ihre mächtige Konkurrentin, sondern auch weil sie weniger Raum beanspruchen als die gleichleistungsfähigen Kolbendampfmaschinen und einem wahren Bedürfnis abhelfen, so daß das Interesse der maritimen Kreise für die Dampfturbine und Dampfrotationsmaschine sehr wohl erklärlich ist.

Nicht umhin kann ich den Firmen: Brown, Boveri u. Cie. in Baden (Schweiz); Escher, Wyß u. Cie., A.-G. in Zürich; Humboldt, Maschinenfabrik, A.-G. in Kalk bei Köln; Kieler Maschinenfabrik vormals C. Dävel, A.-G. in Kiel; Örlikon, Maschinenfabrik, A.-G. bei Zürich u. H. Wilhelmi, Maschinenfabrik in Mühlheim a. d. Ruhr meinen verbindlichsten Dank auszusprechen für die Überlassung geeigneten Materiales.

Der Verlagsbuchhandlung fühle ich mich gleichfalls für die gediegene und sorgfältige Ausstattung der Arbeit zu Dank verpflichtet.

München-Schwabing, im Mai 1904.

Peter Stierstorfer.

Inhaltsverzeichnis.

Einleitung.

1. Abschnitt.

Thermodynamik der Gase.

2. Abschnitt.

Thermodynamik der Wasserdämpfe.

3. Abschnitt.

Theorie der Dampfturbinen.

4. Abschnitt.

Beschreibung ausgeführter Dampfturbinen.

5. Abschnitt.

Beschreibung ausgeführter Rotationsdampfmaschinen.



Einleitung.

Wärme als Bewegungserscheinung. Die allgemeine Annahme der von Huyghen im Jahre 1690 aufgestellten Undulations- oder Vibrationshypothese, die aber erst durch die Arbeiten von Young, Fresnel und durch die mathematischen Untersuchungen von Cauchy, Green u. a. im vorigen Jahrhundert klar gelegt wurde, machte es möglich mittels dieser Hypothese alle bekannten Erscheinungen des Lichtes wie Beugung, Polarisation usw. einfach und klar zu erklären.

Die Annahme der Undulationstheorie hat aber auch dazu geführt die sogenannten Imponderabilien, die unwägbaren Stoffe, überhaupt aus der Physik zu verbannen; und die Ansicht, daß Wärme, Magnetismus und Elektrizität, gleich dem Lichte, nur Äußerungen von Bewegungen der kleinsten Teile ein und desselben Stoffes, des Äthers, sind, ist allgemein verbreitet.

Aus den schönen Versuchen Mellonis geht unzweifelhaft hervor, daß die strahlende Wärme, gleich dem Lichte, in Transversalschwingungen des alle Körper durchdringenden Äthers besteht. Die Wärmestrahlen sind nichts anderes als eine gewisse Art von Lichtstrahlen, die aus Ätherschwingungen bestehen, deren Schwingungsdauer von jener der sichtbaren Strahlen verschieden ist, sodaß dieselben unser Auge nicht mehr als Licht zu empfinden vermag, gleichwie unser Ohr nicht imstande ist, uns Luftschwingungen zum Bewußtsein zu bringen, deren Schwingungsdauer unter ein bestimmtes Maß sinkt.

Läßt man Licht durch ein Prisma fallen, dann ergibt die Untersuchung des Spektrums außer der bekannten Brechbarkeit und Zusammensetzung des weißen Lichtes die interessante Tatsache, daß die Fläche, auf welche das Spektrum fällt, erwärmt wird. Hierbei zeigt sich im Violett die Erwärmung am geringsten, nimmt nach dem Rot hin mehr und mehr zu, erreicht im dunklen Raum außerhalb des Rotes das Maximum, um dann wieder abzunehmen. Das Wärmespektrum fällt sonach zum Teil auf das optische Spektrum, zum Teil in den dunklen Raum außerhalb des Rotes. Diese Strahlen, die wir nicht sehen, und die sich nur durch die Erwärmung kundgeben, also das Wärmespektrum bilden, sind schwächer gebrochen, haben also eine größere Wellenlänge und größere Schwingungsdauer. Strahlen, bei

denen die Ätherteilchen weniger als 481 Billionen Schwingungen in der Sekunde machen, erwärmen demnach am stärksten.

Das sichtbare Spektrum bildet demnach einen Teil eines größeren Spektrums, der größere Teil desselben kommt auf das Wärmespektrum. Den Wärmestrahlen kommen dieselben Eigenschaften wie den Lichtstrahlen zu. Diese kurz hervorgehobenen Resultate der Untersuchungen führen ohne weiteres zu der Annahme, daß auch die in einem Körper enthaltene Wärme zunächst in Schwingungen kleinster Teile ihren Grund hat.

Redtenbacher nimmt an, daß die Wärmebewegung in radialen Bewegungen der die Körperatome oder Moleküle umgebenden Ätherhüllen bestehe, diese Hüllen ziehen sich zusammen und dehnen sich aus. Im vollkommenen Ruhezustand dieser Hüllen sind die Körper absolut kalt; findet zwischen der Anziehung und Abstoßung der einzelnen Dynamiden Gleichgewicht statt, dann haben die Körper ein selbständiges Volumen. Wiegt die Abstoßung vor, dann bedarf es einer die Dynamiden umschließenden Hülle; dies entspricht dem gasförmigen Zustande.

Nach Clausius besteht die Wärmebewegung in der Bewegung der Moleküle, die bei festen, flüssigen und gasförmigen Körpern verschieden ist. Neben geradlinig schwingenden Bewegungen der Moleküle können auch drehende Schwingungen um den Schwerpunkt und Bewegungen der Bestandteile, d. h. der Atome des Moleküls, auftreten.

Als Maß für die Stärke der Bewegung eines materiellen Punktes von bestimmter Masse, der sich mit einer gewissen Geschwindigkeit in einem bestimmten Augenblicke bewegt, dient die lebendige Kraft, d. i. jene Arbeit, die man gewinnt, wenn der materielle Punkt aus dieser Geschwindigkeit zur Ruhe übergeht.

Eine Verstärkung oder Schwächung der Molekularbewegung in einem Körper besteht in einer Vermehrung oder Verminderung der Summe der lebendigen Kraft aller einzelnen Teile.

Führt man einem Körper Wärme zu oder entnimmt man demselben Wärme, dann zeigen sich im allgemeinen auch Volumenänderungen meist unter Überwindung äußerer Kräfte. (Pressungen, Drücke.)

Führt man einer Wärmekraftmaschine Wärme zu, dann wird ein Teil dieser Wärmemenge zur Verrichtung äußerer Arbeit (Überwindung des Druckes) verbraucht, der übrige Teil geht als Wärme für die Leistung der Maschine verloren.

Die Beziehungen zwischen der zugeführten, der in Arbeit umgewandelten und verlorenen Wärme sind durch zwei Gesetze bestimmt, die man als die beiden Hauptgesetze der Thermodynamik bezeichnet.

Erstes Hauptgesetz. Die Wärmemenge, welche man einem Körper zuführt oder entzieht, ist der Schwingungsarbeit während dieses Vorganges (bei einer Wärmekraftmaschine der geleisteten Arbeit) direkt proportional.

Wird mechanische Arbeit durch Wärme erzeugt, dann wird für jede geleistete Arbeitseinheit auch eine ganz bestimmte Wärmemenge verbraucht, und wird Wärme durch mechanische Arbeit erzeugt, dann entspricht jeder Arbeitseinheit auch eine ganz bestimmte erzeugte Wärmemenge.

Messung der Wärme. Für die Zwecke der Ingenieurmechanik dient als Arbeitseinheit das Meterkilogramm (*mkg*) oder Kilogrammmeter (*kgm*). Diese Einheit ist abhängig von der Schwerkraft der Erde und mithin auch nicht ganz einwandfrei, da sie an verschiedenen Punkten der Erdoberfläche auch verschiedene Werte annehmen sollte, jedoch sind diese Differenzen zu unbedeutend, als daß sie praktisch in Betracht gezogen würden.

Die Wärmemengen werden durch Wärmeeinheiten oder Kalorien gemessen; man versteht hierunter jene Wärmemenge, welche der Gewichtseinheit flüssigen Wassers zugeführt werden muß, um die Temperatur desselben um 1^{0} C. zu erhöhen. Als Gewichtseinheit bedient man sich des Kilogrammes (große Kalorie = 1 Kal) oder des Grammes (kleine Kalorie = 1 kal) und der Celsiusskala. Die Messungen haben ergeben, daß die Wärmemenge, welche man 1 *kg* Wasser zuzuführen hat, um dessen Temperatur von 0^{0} auf 1^{0} C. zu bringen, nahezu proportional den Temperatursteigerungen ist, sodaß man, wo es nicht auf vollste Genauigkeit ankommt, jene Wärmemenge gleich 1 setzen kann, welche 1 *kg* Wasser um 1^{0} C erwärmt.

Bezüglich der Anfangstemperatur wurde zwischen den Physikern leider keine Einigung erzielt; so wählte z. B. Rankine als Ausgangspunkt dieser Temperatur die Temperatur des Wassers größter Dichte (4^{0} C = 39^{0} F), Berthelot die Temperatur von 0^{0} C, Lord Kelvin (Thomson) 18^{0} C = 64^{0} F, Bunsen, Schuller nahmen als Wärmeeinheit die mittlere spez. Wärme des Wassers an, d. i. der hundertste Teil jener Wärmemenge, welche erforderlich ist, um die Temperatur von 1 *kg* Wasser von 0^{0} C auf 100^{0} C zu erhöhen.

Das mechanische Äquivalent der Wärmeeinheit entspricht nach den Versuchen von James Prescalt Joule[1]) einem Arbeitsaufwand von 424,9 *kg*. Die Versuche von Rowland,[2]) Griffith,[3]) Osborne Reynolds, W. M. Moorby führten zu einer Steigerung dieses Wertes auf 427,4 *kg*.

[1]) Joule, Das mechanische Wärmeäquivalent, Braunschweig 1872.
[2]) Rowland, Proceedings of the Americain Academy 1879.
[3]) Griffiths, Philosophical Transactions of the Royal Society of London 1893.

Um die verschiedenen Bestimmungen miteinander vergleichen zu können, müßten dieselben auf gleiche Maßeinheiten zurückgeführt werden, da einerseits in den verschiedenen geographischen Breiten die Schwerkraft eine andere ist und anderseits die von den verschiedenen Physikern angewandte Wärmeeinheit nicht dieselbe ist, da sie auf Wasser von verschiedener Ausgangstemperatur bezogen wurde. Die meisten Messungen wurden zwischen dem 15. und 60.° geographischer Breite gemacht, sodaß man für Deutschland als abgerundete Zahl für das mechanische Wärmeäquivalent 426 *kg* oder 4180 Joule pro Kilogrammkalorie annehmen kann.

In nachstehender Tabelle sind die wahrscheinlichen Werte des mechanischen Wärmeäquivalentes für verschiedene Ausgangstemperaturen für die Orte München und Berlin zusammengestellt:

Tabelle 1.

Wärme gemessen nach Kilogrammkalorien bei der Temperatur	Arbeit gemessen nach Kilogrammeter in		absolutem Maße 1 Joule = 10000000 Erg
	München Breite = 48° 9' g = 9,8077 m	Berlin Breite = 52° 30' g = 9,8113 m	
18,6°	425,8	425,6	4176
15,6°	426,4	426,2	4182
11,0°	427,4	427,2	4192
0°	429,6	429,4	4243

Da also eine bestimmte Anzahl *mkg* äquivalent einer Wärmeeinheit ist, so kann man nach Belieben Arbeitsmengen durch Wärmeeinheiten oder Wärmemengen durch Arbeitseinheiten ausdrücken.

Ein Komitee der »British Association« machte den Vorschlag, um der Unbestimmtheit der Definition der Wärmeeinheiten ein Ende zu machen, daß man den Gebrauch einer dynamischen Wärmeeinheit, nämlich $4{,}2 \cdot 10^7$ Erg (10^7 Erg = 1000000 Erg = 1 Joule) einführen sollte. Diese Zahl ist gleichwertig jener Wärmemenge, welche die Erwärmung von 1 *g* Wasser bei gewöhnlicher Temperatur um 1° C des Gasthermometers erfordert. Nach dieser Definition entsprechen $4{,}2 \cdot 10^7$ Erg dem mechanischen Äquivalent von 1 Grammgrad, wobei die Ausgangstemperatur so lange unbestimmt bleibt, bis weitere Kenntnisse der spezifischen Wärme des Wassers erlangt sein werden. Für diese Einheit wurde die Bezeichnung Kalorie vorgeschlagen. Demnach beträgt das mechanische Äquivalent der britischen Wärmeeinheit 780 Fußpfund.

Das zweite Hauptgesetz der Thermodynamik ist von R. Clausius[1]) aufgestellt worden und lautet:

[1]) R. Clausius, Die mechanische Wärmetheorie, Braunschweig 1887.

Für eine selbsttätige Maschine ist es unmöglich, ohne Unterstützung äußerer Energie Wärme aus einem kälteren in einen wärmeren Körper zu übertragen.

Wörtlich lautet dieses Gesetz:

»Die Wärme kann nicht von selbst aus einem kälteren in einen wärmeren Körper übergehen.«

Das erste Hauptgesetz setzt der Umwandelbarkeit von Wärme in Arbeit keine Grenzen, nach diesem Gesetz könnte auch die ganze von der Maschine aufgenommene Arbeit in Wärme umgewandelt werden; das zweite Gesetz hingegen setzt diesem Vermögen eine Grenze und besagt, daß keine Maschine mehr als nur einen Teil der zugeführten Wärmemenge in Arbeit umsetzt oder vielmehr umsetzen kann, während der restliche und größere Teil der Wärme notwendigerweise als Wärme verloren geht. Das Verhältnis:

$$\frac{\text{in Arbeit umgewandelte Wärme}}{\text{von der Maschine aufgenommene Wärme}}$$

ist daher stets kleiner als eins. Man nennt dieses Verhältnis in Anwendung auf die Wärmekraftmaschinen den thermischen Wirkungsgrad; er bildet für die Beurteilung einer Wärmekraftmaschine hinsichtlich ihrer Wirtschaftlichkeit die Grundlage.

1. Abschnitt.

Theorie der Thermodynamik der Gase.

Gesetze der vollkommenen Gase. Die Gesetze, welche in ihrer Anwendung auf das vollkommene Gas absolut richtig, in ihrer Anwendung auf ein permanentes Gas jedoch nur angenähert richtig sind, werden in der Physik das Boyle-Mariottesche und Gay-Lussacsche Gesetz genannt.

Boyle-Mariottesches Gesetz. Das Volumen einer gegebenen Gasmenge ist bei konstanter Temperatur dem Drucke umgekehrt proportional.

Bezeichnet man mit v das Volumen einer gegebenen Gasmenge, mit p den auf dem Gase lastenden Druck, solange die Temperatur konstant bleibt, dann besteht die Beziehung:

$$p \cdot v = \text{konstant},$$

oder wenn der Anfangszustand mit p_1 und v_1 gegeben ist, dann ist:

$$p_1 \, v_1 = p \cdot v.$$

Diese Beziehung stellt die Gleichung einer gleichseitigen Hyperbel dar, wenn v als Abszisse und p als Ordinate aufgetragen wird; da hiebei die Temperatur als konstant vorausgesetzt wurde, so ist in dem vorstehenden Ausdruck auch zugleich die Gleichung der durch den Anfangspunkt $p_1 \, v_1$ gehenden »isothermischen« Kurve speziell für Gase gegeben.

Gay-Lussacsches Gesetz. Wird ein Gas unter konstantem Drucke erwärmt, dann ist die Volumenzunahme proportional der Temperaturzunahme.

Zum experimentellen Nachweis des Gesetzes nimmt man ein eine bestimmte Menge Luft enthaltendes Gefäß, läßt die Luft durch Wärmezufuhr unter Beibehaltung gleichen Druckes sich ausdehnen, dann findet man, daß eine bestimmte Änderung des Volumens stattgefunden hat. Nimmt man statt der Luft ein anderes permanentes Gas, dann erhält man bei Durchführung desselben Versuches ein entsprechendes Ergebnis. Zahlreiche Versuche haben ergeben, daß die permanenten Gase bei einer Temperaturänderung von 1^0 C unter konstantem Druck sich um $^1/_{273}$ ihres Volumens bei 0^0 C ausdehnen, 273 Volumen-

einheiten eines permanenten Gases werden sich daher von 0° C auf 1° C erwärmt auf 274, bei 2° C auf 275 Volumeneinheiten usw. ausdehnen. Kühlt man umgekehrt das Gas von 0° C auf — 1° C ab, dann findet eine Volumenabnahme von 272 Einheiten statt usw.

Angenommen, daß diese Beziehung uneingeschränkt gelte, dann ergibt sich aus ihr bei einer allmählichen Volumenabnahme schließlich für das Volumen = 0 eine Temperatur von — 273° C. Ein wirkliches (nicht ideelles) Gas würde natürlich, bevor es eine so tiefe Temperatur erreichte, seine physikalischen Eigenschaften ändern.

Absolute Temperatur. Berechnet man demnach die Temperatur nicht vom gewöhnlichen Nullpunkte, sondern von einem um 273° unter demselben liegenden Nullpunkte einer Celsiusskala, dann ist das Volumen einer gegebenen Gasmenge bei konstantem Drucke der von diesem Nullpunkte gerechneten Temperatur proportional. Derartig gezählte Temperaturen nennt man absolute Temperaturen und den Punkt — 273° C den absoluten Nullpunkt der Temperatur. Bezeichnet t die Temperatur der Celsiusskala, T jene der korrespondierenden absoluten Temperatur, dann besteht die Beziehung:

$$T = t + 273.$$

Rankine bestimmte den absoluten Nullpunkt mit — 274° C. Diese Zahl ist begründet und bezieht sich auf die Expansion verdünnter Luft unter einem Drucke von rund $^1/_5$ Atmosphäre. Regnault benutzte bei seinen Versuchen Luft unter gewöhnlichem atmosphärischen Drucke, die eine Ausdehnung von 0,3665 (0,365 Rankin) ergab. Daher wird der absolute Nullpunkt fast allgemein mit — 273° C (— 459° F) angenommen.

Innere Energie eines Gases. (Joules Gesetz.) Expandiert ein Gas ohne äußere Wärme aufzunehmen oder abzugeben und ohne Verrichtung äußerer Arbeit, dann bleibt dessen Temperatur ungeändert.

Experimentell hat Joule dieses von ihm aufgestellte Gesetz wie folgt bewiesen. Er verband ein mit komprimiertem Gas gefülltes Gefäß mit einem anderen leeren Gefäße, die beide durch ein mittels eines Hahnes abschließbares Rohr in Verbindung standen.

Behufs Annahme gleicher Temperatur wurden beide Gefäße in einen mit Wasser gefüllten Trog versenkt. Nun wurde der Hahn geöffnet und das Gas verteilte sich expandierend ohne äußere Arbeit zu verrichten in beide Gefäße. Die Messung ergab die Tatsache, daß das Gas seine Temperatur nicht geändert hatte, denn sowohl das Gas als auch das Wasser hatten vor- wie nachher dieselbe Temperatur; es wurde somit Wärme weder aufgenommen noch abgegeben.

Die innere Energie des Gases blieb demnach dieselbe wie zu Beginn des Versuches; Druck und Volumen änderten sich, die Tem-

peratur jedoch nicht. Demnach bringt eine Änderung des Druckes oder Volumens eines Gases ohne gleichzeitige Änderung seiner Temperatur eine Änderung seiner inneren Energie nicht hervor.

Eine Temperaturänderung, welche eine Änderung der inneren Energie eines Gases hervorruft, ist unabhängig von der Beziehung zwischen Druck und Volumen während des Vorganges und nur abhängig von dem Betrage, welchen die Temperaturänderung hervorbrachte.

Spätere Versuche Joules und Lord Kelvins ergaben, daß bei den eigentlichen permanenten Gasen ein schwacher Temperaturabfall bei der Expansion eines Gases ohne Arbeitsverrichtung eintritt, die Abweichung[1]) ist gering, und das Joulesche Gesetz findet gleich den anderen seine richtige Anwendung nur bei den idealen Gasen.

Da die innere Energie eines Gases nur von der Temperatur abhängig ist, so kann man zur Bestimmung der Energiemenge, welche bei Temperaturänderung einem Gase zugeführt oder entzogen wird, sowohl die Erwärmung bei konstantem Drucke als auch bei konstantem Volumen in Betracht ziehen.

Bei Erwärmung einer Substanz tritt daher die Beziehung auf:

Zugeführte Wärme = Geleistete Arbeit + Zunahme an innerer Energie.

Die zugeführte oder aufgenommene Wärme ist, wenn die Erwärmung bei konstantem Volumen vor sich geht, und wenn hierbei die Gewichtseinheit eines Gases von T_1 auf $T_2{}^0$ absoluter Temperatur gebracht worden ist:

$$c_v\,(T_2 - T_1).$$

Diese Wärmemenge diente lediglich zur Erhöhung der inneren Energie, da äußere Arbeit nicht verrichtet wurde. Die Energieänderung wird aber für die gegebene Temperaturänderung immer dieselbe sein, auf welche Weise auch die Temperaturänderung vorgenommen wurde. Der Ausdruck

$$c_v\,(T_2 - T_1)$$

bestimmt daher die innere Energieänderung, welche die Gewichtseinheit eines Gases erfährt, wenn sich die Temperaturänderung eines Gases von $T_1{}^0$ auf $T_2{}^0$ in irgend einer Weise vollzieht.

Spezifische Wärme der Gase. Die spezifische Wärme der Gase ist bei konstantem Druck konstant.

Unter spezifischer Wärme bei konstantem Drucke versteht man jene Wärmemenge, welche die Gewichtseinheit einer Substanz bei Erhöhung ihrer Temperatur um 1^0 C bei konstantem Druck aufnimmt, während das Volumen veränderlich bleibt. Diese Wärme-

[1]) Lindes Regenerativverfahren beruht auf diesem Prinzip.

menge ist also für alle Gase gleich, wobei es gleichgiltig ist, bei welcher Temperatur, oder bei welchem Drucke die Erwärmung stattfindet. Dieses Gesetz wird auch das Regnaultsche genannt, da derselbe zuerst verläßliche Versuche hierüber anstellte.

Außer der spezifischen Wärme bei konstantem Druck spielt auch in der Theorie der Wärmekraftmaschinen die spezische Wärme bei konstanten Volumen eine große Rolle. Dies ist jene Wärmemenge, welche die Gewichtseinheit einer Substanz bei Erhöhung ihrer Temperatur um 1^0 C bei konstantem Volumen aufnimmt, während der Druck veränderlich bleibt.

Die spezifische Wärmemenge bei konstantem Drucke bezeichnen wir mit

$$c_p$$

und jene bei konstantem Volumen mit

$$c_v.$$

Zwischen diesen beiden Wärmemengen besteht der wesentliche Unterschied, daß das Gas bei konstantem Volumen keine Arbeit leistet, während die Erwärmung eines Gases bei konstantem Drucke Expansion zur Folge hat, und demnach Arbeit geleistet wird, welche das Produkt aus dem Drucke und der Volumenzunahme bildet.

Erwärmt man die Gewichtseinheit eines Gases bei dem konstanten Drucke p von der absoluten Temperatur T_1 auf T_2 und bezeichnet v_1 das Volumen bei der Temperatur T_1 und v_2 jenes bei der Temperatur T_2, dann besteht die Beziehung:

$$\text{aufgenommene Wärme} = c_p\,(T_2 - T_1)$$

$$\text{geleistete Arbeit} = p\,(v_2 - v_1) = R\,(T_2 - T_1),$$

wobei R eine konstante Größe des Boyle-Gay-Lussacschen Gesetzes bedeutet, die von der spezifischen Dichte des Gases und von der Einheit abhängt, nach welcher p v gemessen sind.

Die Differenz $(c_p - R)\,(T_2 - T_1)$ ist jener Betrag, um welchen die innere Energie des Gases während des Versuches vermehrt wurde.

Beziehung zwischen den beiden spezifischen Wärmen. Die Änderung der inneren Energie eines Gases läßt sich durch den Ausdruck

$$(c_p - R)\,(T_2 - T_1)$$

darstellen, wenn dessen Temperatur von T_1^0 auf T_2^0 bei konstantem Drucke gebracht wurde. Dieser Ausdruck muß aber auch gleich sein:

$$(c_p - R)\,(T_2 - T_1) = c_v\,(T_2 - T_1),$$

woraus sich ergibt:

$$c_v = c_p - R.$$

Das Verhältnis $\frac{c_p}{c_v}$, für welches wir die Bezeichnung x einführen,

spielt in den thermodynamischen Gleichungen eine wichtige Rolle. Die obige Gleichung kann nunmehr geschrieben werden in der Form

$$c_v = \frac{R}{x - 1}.$$

Beziehungen zwischen Druck, Volumen und Temperatur eines Gases. Hat eine Gasmenge bei 0^0 C und bei dem Drucke p_0 das Volumen v_0, dann nimmt sie nach dem Gay-Lussacschen Gesetze bei t^0 das Volumen

$$v_1 = v_0 (1 + \alpha t)$$

ein, wenn der Druck konstant bleibt, wobei $\alpha = \frac{1}{273}$ der Ausdehnungskoeffizient ist. Nach dem Boyleschen Gesetze ergibt sich, wenn bei gleichbleibender Temperatur t der Druck p_0 in p umgewandelt wird, das Volumen

$$p \cdot v = p_0 v_1$$

oder

$$p v = p_0 v_0 \cdot (1 + \alpha t).$$

Diese Gleichung wird die Zustandsgleichung der Gase genannt, da sie die wechselseitigen Beziehungen von Druck, Volumen und Temperatur ausdrückt, durch welche der Zustand eines Gases bedingt ist.

Für t = konstant wird auch nach dem Boyleschen Gesetz

$$p_0 v_0 (1 + \alpha t) = \text{konstant}$$

und geht in die Form über

$$p \cdot v = \text{konstant}.$$

Wird das Gas bei gleichbleibendem Drucke $p = p_0$ von 0^0 auf t^0 erwärmt, dann nimmt der Druck nach der Gleichung $p = p_0 (1 + \alpha t)$ für jeden Grad um $\alpha = \frac{1}{273}$ zu oder ab.

Durch Einführung der absoluten Temperatur nimmt die Gleichung die Form an:

$$p v = p_0 v_0 \left(1 + \frac{t}{273}\right)$$

$$p v = \frac{p_0 v_0}{273} (273 + t) = \frac{p_0 v_0}{273} T.$$

Bezeichnet R die konstante Größe $\frac{p_0 v_0}{273}$ (abhängig von der spezifischen Dichte und den gemessenen Einheiten p v), dann ist:

$$p v = R T.$$

Für trockene atmosphärische Luft von dem spezifischen Gewichte $\gamma = 1{,}293187$ *kg* (Gewicht von 1 *kg* Luft bei 760 *mm* Quecksilber-

säule und 0^0 C in der geographischen Breite von Paris) und dem spezifischen Drucke $p = 10333$ *kg* pro *qm* ergibt sich

$$R = 29,269.$$

Werte der Konstanten für atmosphärische Luft. Der Wert von R ist, wie wir soeben gesehen haben, $R = 29,269$; nach den Versuchen von Regnault ist ferner für trockene Luft c_p mit 0,2375 Wärmeeinheiten bestimmt. Daraus ergibt sich nach der Gleichung für c_v der Wert $c_v = 0,2375 - \frac{29,269}{426}$

$$c_v = 0,1688$$

und somit auch

$$\frac{c_p}{c_v} = x = 1,408.$$

Nach anderen Methoden haben die Bestimmungen des Wertes von x etwas höhere Zahlen ergeben, der allgemein hierfür angenommene mittlere Wert ist

$$x = 1,41.$$

Für die gewöhnlichen Verhältnisse von dem Drucke und der Temperatur ist daher diese Größe unabhängig.

Regnault hat auf Grund weiterer Versuche für diejenigen Gase, welche die Gesetze am vollkommensten befolgen, folgende Werte aufgestellt:

Tabelle 2.

	Spez. Gew γ	Relative Gewichte bezogen auf Wasserstoff	Werte von R	c_p	$\gamma \cdot c_p$	c_v	$\gamma\, c_v$	$x = \frac{c_p}{c_v}$
Atmosphär. Luft .	1,293187	14,4384	29,269	0,2375	0,3071	0,1684	0,2170	1,41
Wasserstoff . . .	0,08957	1	422,591	3,4090	0,3053	2,4123	0,2161	1,41
Sauerstoff . . .	1,42979	15,9635	26,472	0,2175	0,3110	0,1551	0,2217	1,40
Stickstoff . . .	1,256163	14,0250	30,131	0,2438	0,3062	0,1727	0,2169	1,41
Stickoxyd . . .	1,34284	14,9928	28,186	0,2317	0,3114	0,1652	0,2218	1,40
Kohlenoxyd . .	1,25090	13,9662	30,258	0,2450	0,3065	0,1736	0,2172	1,41

Aus dieser Tabelle ersieht man, daß die spezifische Wärme des Wasserstoffgases am größten ist, sogar größer als jene der festen oder flüssigen Körper. Die Werte von $\gamma \cdot c_p$ sind fast alle gleich, Wasserstoff hat den kleinsten, und da dieses Gas nach den Erfahrungen dem vollkommenen Gas am nächsten steht, so kann man daraus schließen, daß jene Gase umsomehr von den Voraussetzungen für die Zustandsgleichung abweichen, je mehr sie von dem Werte $\gamma\, c_p$ für Wasserstoff abweichen. Da aber praktisch die Abweichungen unbedeutend sind, so kann man die Zustandsgleichung stets gebrauchen.

Die Arbeitssubstanz der Wärmekraftmaschinen. Die Arbeitssubstanz einer Wärmemaschine kann gasförmig, flüssig oder fest sein, sie nimmt die Wärme abwechselnd auf und gibt sie abwechselnd ab. Im allgemeinen erfährt dieselbe Volumenänderungen und verrichtet hierbei durch Überwindungen des Widerstandes Arbeit. Die Wärmemaschinen müssen Wärme bei verhältnismäßig hoher Temperatur aufnehmen und bei niederer abgeben, wenn sie Arbeit verrichten sollen. Dieses Sinkenlassen der Temperatur nennt man Temperaturgefälle.

Graphische Darstellung der Arbeit, geleistet durch die Änderung des Volumens einer Arbeitsflüssigkeit. Die Arbeitssubstanz in den Wärmekraftmaschinen ist eine Flüssigkeit und zwar atmosphärische Luft oder Mischungen aus Gasen, oder eine Mischung aus Wasser und Dampf in verschiedenen Verhältnissen. Mit Flüssigkeit als Arbeitssubstanz kann Arbeit nur durch Veränderung des Volumens derselben verrichtet werden. Die geleistete Arbeit hängt hierbei nur von der Beziehung zwischen Druck und Volumen ab. In Fig. 1 ist das Indikatordiagramm, wie es von Watt, dem Erfinder des Indikators, eingeführt wurde, dargestellt. In dem Diagramm sind die Beziehungen von Volumen und Druck (Spannung, Pressung) irgend einer Arbeitsflüssigkeit durch den Linienzug ABD dargestellt, worin AM, ND den Druck, AP und OC das Volumen darstellen. Die Fläche der Figur MABDN gibt dann die Arbeit, welche durch die Ausdehnung der Arbeitssubstanz von Volumen AP auf das Volumen QC geleistet wurde. Bringt man das Volumen OC auf das Volumen AP, dann ist die während der Kompression der Arbeitssubstanz geleistete Arbeit durch die Fläche NCDAM dargestellt. Beide Operationen vereinigt gedacht, ergeben die wirklich geleistete, also gewonnene Arbeit, durch die schraffierte Fläche ABDCA der Figur dargestellt. Bezeichnet man den Druck mit p als Ordinate, das Volumen mit v als Abszisse, dann ist die durch die Fläche dargestellte Arbeit

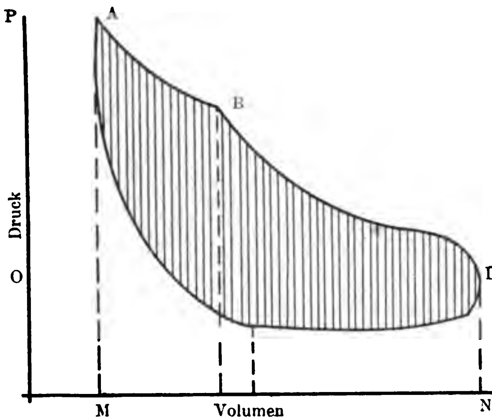


Fig. 1. Indikatordiagramm nach Watt.

$$A = \int p\, d\, v.$$

Kreisprozeß der Arbeitssubstanz. Das Indikatordiagramm gibt den Zusammenhang zwischen jeweiligem Drucke und Volumen einer Arbeitsflüssigkeit mit der Bewegung des Kolbens, d. h. mit anderen Worten, ein vollständiges Bild der während eines Kolbenhubes geleisteten Arbeit. Die Arbeitsflüssigkeit einer Wärmemaschine kehrt nach Vollendung des Kreislaufes, mithin periodisch, wieder in denselben Zustand der Spannung, des Volumens, der Temperatur und der physikalischen Beschaffenheit zurück; eine solche Periode heißt vollständiger Kreisprozeß. Als Beispiel diene eine Kondensationsmaschine. Das Wasser gelangt aus dem Speisebehälter in den Kessel, von hier als Dampf in den Zylinder, von demselben in den Kondensator, um als Wasser wieder in den Speisebehälter zurückzukehren und schließt damit durch Annahme des Anfangszustandes den Kreisprozeß. Von größter Wichtigkeit für die Theorie einer Wärmekraftmaschine ist, den die Arbeitsflüssigkeit vollführenden Kreisprozeß als in sich geschlossen zu betrachten; diese Bedingung wurde zuerst von Carnot 1824 aufgestellt. Schließt der Kreisprozeß vollständig, dann muß am Schlusse desselben die innere Energie der Arbeitsflüssigkeit dieselbe sein wie zu Beginn desselben, da die Beschaffenheit der Arbeitsflüssigkeit während des Prozesses keine Änderung erfahren hat.

Demnach gilt für den vollständigen Kreisprozeß die Gleichung:

Zugeführte Wärme = Geleistete Arbeit + abgeführte Wärme.

Arbeit geleistet durch eine expandierende Flüssigkeit. Die Expansions- und Kompressionskurve, die bildlich im Indikatordiagramm die Beziehungen zwischen Volumen und Druck der Arbeitsflüssigkeit veranschaulicht, genügt im allgemeinen der Form:

$$p\, v^n = \text{konstant},$$

in welcher der Exponent n verschiedene numerische Werte hat, jedoch für ein- und dieselbe Kurve konstant ist.

Zunächst sollen für die Werte von n zwei sehr wichtige Arten der Expansion behandelt werden.

In Fig. 2 sei die Expansionslinie einer Flüssigkeit dargestellt, auf welche die Gleichung $p\, v^n =$ konstant anwendbar ist.

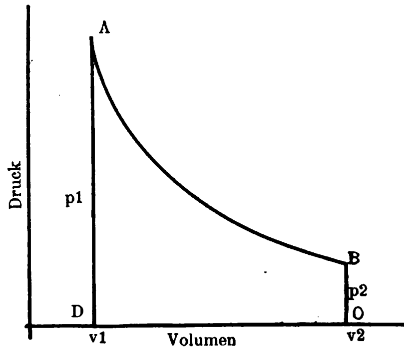


Fig. 2. Expansionskurve einer Arbeitsflüssigkeit.

Die Flüssigkeit expandiere vom Punkte A nach dem Punkte B, das Volumen derselben sei in A v_1, in B v_2, der Druck derselben sei in A p_1 und in B p_2.

Die während der Expansion verrichtete Arbeit ist durch die Fläche ABOD dargestellt.

Bezeichnet A diese Arbeit, dann ist:

$$A = \int_{v_1}^{v_2} p\, d\, v.$$

Für einen beliebigen Punkt der Kurve ist:

$$p\, v^n = p_1\, v_1^n = p_2\, v_2^n$$

daher

$$p = \frac{p_1\, v_1^n}{v^n},$$

woraus sich ergibt:

$$A = p_1\, v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{d\, v}{v^n}$$

oder integriert

$$A = \frac{p_1\, v_1^n\, (v_2^{1-n} - v_1^{1-n})}{1 - n}.$$

Bezeichnet man das Verhältnis des Anfangsvolumens zum Endvolumen mit

$$r = \frac{v_2}{v_1},$$

dann nimmt die Gleichung die Form an:

$$A = \frac{p_1\, v_1\, (1 - r^{1-n})}{n - 1}.$$

Dieses Ergebnis läßt sich auch noch, da $p_1\, v_1^n = p_2\, v_2^n$ ist, in der Form ausdrücken:

$$A = \frac{p_1\, v_1 - p_2\, v_2}{n - 1}.$$

Wird die Flüssigkeit von B nach A komprimiert, dann gibt der durch diese Gleichungen ausgedrückte Wert von A die Arbeit an, welche verbraucht wurde.

Für Gase als Arbeitsflüssigkeit kann die Gleichung in der Form

$$A = \frac{R\, (T_1 - T_2)}{n - 1}$$

benutzt werden, da $p_1\, v_1 = R\, T_1$, $p_2\, v_2 = R\, T_2$, wenn T_1 und T_2 die absoluten Anfangs- und Endtemperaturen während des Prozesses bezeichnen.

Arbeit verrichtet während der adiabitischen Expansion. Wenn eine Arbeitsflüssigkeit in einem Zylinder mit einem beweglichen Kolben ohne äußere Wärmezufuhr oder Abfuhr expandiert, dann nennt man diese Methode der Expansion oder Kompression adiabitisch und die Kurve, welche die Beziehung zwischen Druck p und Volumen v

in einem solchen Vorgange darstellt, eine adiabitische Linie oder auch nur Adiabate.

Die Arbeit, welche eine Substanz während einer adiabatischen Expansion verrichtet, kann daher nur von der inneren Energie der Substanz geleistet werden; es wird daher auch die Arbeit, welche zur adiabitischen Kompression einer Substanz aufgewendet wird, lediglich die innere Energie derselben erhöhen.

Von einem genauen adiabatischen Prozesse kann in unseren Wärmemaschinen nicht die Rede sein, da stets ein Teil der Wärme in die Zylinderwandungen und den Kolben übergeht und umgekehrt; je rascher daher die Expansion vor sich geht, desto mehr nähert sie sich der adiabatischen, da für die Wärmeübertragung nur eine verhältnismäßig kurze Zeit zur Verfügung steht.

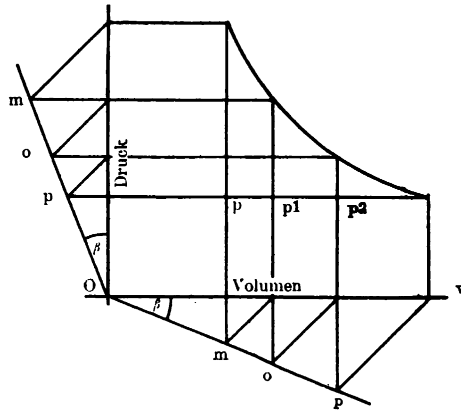


Fig 3. Adiabatische Expansionskurve.

Verwenden wir Gas als Arbeitsflüssigkeit, dann benutzen wir die Gleichung

$$A = \frac{R\,(T_1 - T_2)}{n - 1}$$

zur Auffindung des Gesetzes für die adiabitische Expansion und berücksichtigen, daß bei diesem Prozesse die Arbeit der Expansion oder Kompression der Änderung der inneren Energie äquivalent ist.

Ist in der Gleichung

$$p\,v^n = \text{konstant},$$

der Exponent n bestimmt, dann ist das Gesetz bekannt.

Ändert ein Gas seine Temperatur von $T_1{}^0$ auf $T_2{}^0$, dann verliert es an innerer Energie

$$c_v\,(T_1 - T_2);$$

führen wir für das Verhältnis der spezifischen Wärmen $\frac{c_p}{c_v} = x$ ein, dann ist

$$c_v\,(T_1 - T_2) = \frac{R\,(T_1 - T_2)}{x - 1}.$$

Da nunmehr die geleistete Arbeit dem Verluste an innerer Energie äquivalent ist, so ergibt sich für die adiabatische Expansion die Bedingung:

$$\frac{R \cdot (T_1 - T_2)}{n - 1} = \frac{R\,(T_1 - T_2)}{x - 1},$$

sodaß nunmehr der Wert des Exponenten der adiabitischen Zustandsgleichung

$$n = x = \frac{c_p}{c_v}.$$

Ist

$$p\, v^x = \text{konstant},$$

dann ist eine Expansion oder Kompression adiabitisch.

Änderung der Temperatur bei adiabatischer Expansion oder Kompression eines Gases. Bei adiabitischer Expansion oder Kompression nimmt die innere Energie ab bezw. zu, es nimmt daher auch die Temperatur proportional der Ab- und Zunahme an innerer Energie ab oder zu. Die Größe der Temperaturänderung läßt sich durch Kombination folgender zwei Gleichungen bestimmen:

$$p_1 v_1^x = p_2 v_2^x$$

$$\frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = \frac{T_2}{T_1}.$$

Multipliziert man beide Gleichungen, dann erhält man:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 v_2 \, p_1 v_1^x}{p_1 v_1 \, p_2 v_2^x}$$

und daraus

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{x-1}$$

oder

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{1}{r}\right)^{x-1}$$

wenn r das Expansionsverhältnis $\frac{v_1}{v_2}$ bezeichnet.

Diese Gleichung findet auch auf die adiabatische Expansion Anwendung. Für nicht adiabatische Expansionen folgt, sobald der Exponent n kleiner ist als $x = \frac{c_p}{c_v}$, daß die geleistete Arbeit größer ist als der Verbrauch an innerer Energie, daß also während der Expansion Wärme aufgenommen wurde.

Ist n kleiner als $x = \frac{c_p}{c_v}$, die geleistete Arbeit also geringer als der Verbrauch an innerer Energie, dann ist während der Expansion Wärme verloren gegangen.

Ein Beispiel erläutere den adiabitischen Prozeß. Ein Zylinder enthalte eine bestimmte Menge trockener atmosphärischer Luft von der Temperatur $T_1 = 288$; dieselbe werde auf ihr halbes Volumen

---

[1]) Aus $p_2 v_2 = R T_2$ und $p_1 v_1 = R T_1$.

so rasch komprimiert, daß die hierbei entwickelte Wärme keine Zeit findet, an die Zylinderwandung überzugehen.

Für trockene Luft ist $x = 1,41$, das Volumenverhältnis

$$r = \frac{v_1}{v_2} = \frac{1}{2},$$

die Temperatur des Gases unmittelbar nach der Kompression daher:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{1}{r}\right)^{x-1} = 288 \cdot 2^{0,41} = 383.$$

Die während der Kompression verbrauchte Arbeit ist:

$$\frac{R\,(T_2 - T_1)}{x - 1} = \frac{29,269\,(383 - 288)}{1,41 - 1} = 6782\ mkg$$

pro *kg* der Zylinderfüllung. Um diesen Betrag wurde die innere Energie während der Kompression erhöht.

Die Spannung am Ende der Kompression des Gases betrug

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^x = p_1 \left(\frac{1}{r}\right)^x = p_1 \cdot 2^{1,41} = 2,65\ p_1,$$

wenn der Anfangsdruck p_1 war.

Isothermische Zustandsänderung. Findet Expansion oder Kompression bei konstanter Temperatur statt, dann nennt man diese Methode isothermisch.

Die Kurve der isothermischen Expansion oder Kompression heißt Isotherme, und stellt eine gleichmäßige Hyperbel dar, deren Gleichung lautet:

$$p\,v = \text{konstant} = R\,T.$$

Dies ist ein spezieller Fall der Gleichung $p\,v^n = \text{konstant}$. Zur Bestimmung der Arbeit während einer isothermischen Zustandsänderung benutzt man die Gleichungen:

$$A = \int_{v_1}^{v_2} p\,d\,v$$

und

$$p = \frac{p_1\,v_1}{v}.$$

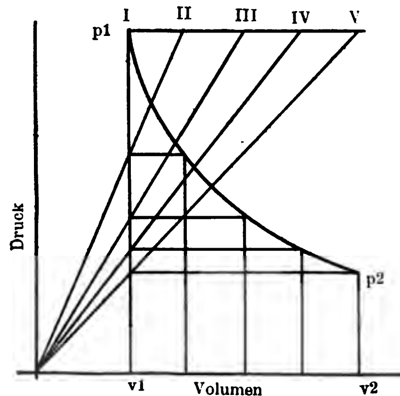


Fig. 4. Isothermische Expansionskurve.

Daraus folgt:

$$A = p_1\,v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{d\,v}{v}$$

integriert erhält man:

$$A = p_1 v_1 (l^n v_2 - \log v_1)$$

oder

$$A = p_1 v_1 l^n \frac{v_2}{v_1}$$

oder

$$A = p_1 \cdot v_1 l^n r.$$

Setzt man statt $p_1 v_1 = p v = R T$, da während der Zustandsänderung das Produkt aus p und v konstant bleibt, dann erhält man:

$$A = R T l^n r.$$

Diese Gleichung findet auch auf die isothermische Kompression Anwendung. Während einer isothermischen Zustandsänderung findet eine Änderung der inneren Energie eines Gases nicht statt, es muß daher während der Expansion eine der geleisteten Arbeit äquivalente Wärmemenge aufgenommen und während der Kompression eine entsprechende Wärmemenge nach außen abgegeben worden sein. Der Ausdruck $R T l^n r$ gibt somit auch das Maß der während der isothermischen Zustandsänderung aufgenommenen oder abgegebenen Wärmemenge.

Die Polytrope. Unter der Isotherme haben wir die Expansionskurve bei gleicher Temperatur verstanden, bei der adiabatischen Expansion fand überhaupt keine Wärmezufuhr von außen statt. Nun kann man sich wohl den Fall denken, daß die Expansion oder Kompression weder isothermisch noch adiabatisch vor sich geht, wenn z. B. die zugeführte Wärmemenge zu groß wäre, dann würde die Kurve oberhalb der Isotherme liegen. Wäre dieselbe zu klein, dann würde sie zwischen Adiabate und Isotherme liegen; oder würde das Gas während der Expansion oder Kompression abgekühlt, dann läge sie unterhalb der Adiabate. Solche Kurven bezeichnet man allgemein als Polytropen, Fig. 5. Dieselben lassen sich durch die Gleichung

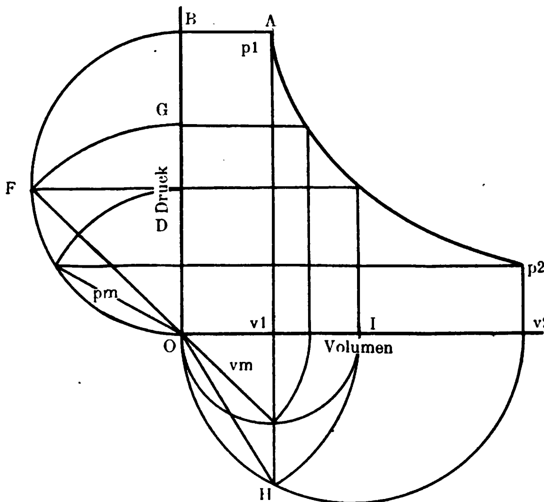


Fig. 5. Polytropische Expansionskurve.

$$p \cdot v^n = \text{konstant}$$

darstellen, worin n eine beliebige Zahl ist. Wird $n = 1$, dann geht die Polytrope in die Isotherme über, wird $n = 1,41$, dann geht sie in die Adiabate (für Luft) über. Wird $n = 0$, dann ist p konstant, und wir haben eine Expansion mit Wärmezuführung und konstantem Druck vor uns.

Die Polytrope faßt daher alle Zustandsänderungen in sich.

Carnots Kreisprozeß. Der Kreisprozeß eines vollkommenen Gases in einer idealen Maschine wurde zuerst von Carnot untersucht, das Gas muß eine Reihe isothermischer und adiabatischer Zustandsänderungen durchlaufen, bevor es in seinen Anfangszustand wieder zurückkehrt.

Denken wir uns einen Zylinder nebst Kolben aus einem vollkommen wärmedichten Material, und nur der Boden des Zylinders sei ein Wärmeleiter.

Nehmen wir ferner eine unerschöpfliche Wärmequelle A von der konstanten Temperatur T_1 an, dann einen vollkommen wärmedichten Boden B und schließlich einen unbegrenzten Wärmereceiver C von der konstanten Temperatur T_2, wobei T_2 niedriger als T_1 sei; A, B, C können nach Belieben an den Boden des Zylinders gebracht werden. Der Zylinder enthalte 1 *kg* eines vollkommenen Gases von der Temperatur T_1, dem Drucke p_a und dem Volumen v_a als Funktionen des Anfangszustandes. Fig. 6 veranschaulicht die verschiedenen Vorgänge während des Kreisprozesses.

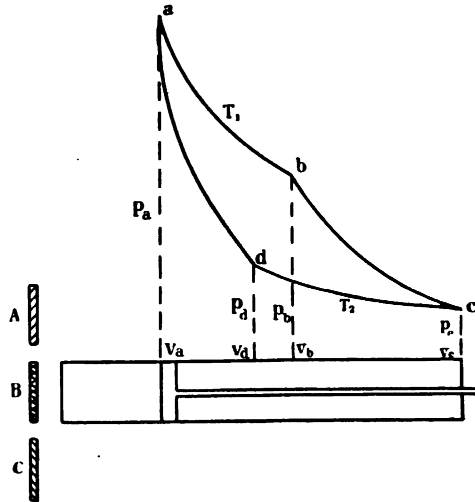


Fig. 6. Indikatordiagramm nach Carnots Kreisprozeß.

Tritt A an Stelle des Zylinderbodens, dann bewegt sich der Kolben von seiner Anfangsstellung a nach b. Das Gas expandiert bei konstanter Temperatur T_1, also isothermisch, es entnimmt der Wärmequelle A Wärme und verrichtet hiebei Arbeit, der Druck sinkt von p_a auf p_b und das Volumen nimmt zu von v_a auf v_b.

Entfernen wir A und setzen B an seine Stelle. Der Kolben bewegt sich von b nach c, das Gas expandiert adiabatisch, Arbeit auf Kosten seiner inneren Energie verrichtend, die Temperatur sinkt von T_2 auf T_1, der Druck von p_b auf p_c, und das Volumen nimmt zu von v_b auf v_c.

Nun entfernen wir B und setzen den unbegrenzten Wärmeableiter C an dessen Stelle. Der Kolben bewege sich von c nach d zurück. Das Gas wird hiebei bei konstanter Temperatur T_2 isothermisch komprimiert, da jede Temperatursteigerung von C aufgesaugt wird; Arbeit wird hiebei verbraucht; der Druck steigt von p_c auf p_d, und das Volumen nimmt ab von v_c auf v_d. Der Druck p_d und das Volumen v_d seien so gewählt, daß der folgende Vorgang den Kreisprozeß schließe.

C wird entfernt und an seine Stelle wieder B gesetzt. Die Kompression wird fortgesetzt, sie ist hiebei adiabatisch, Druck und Temperatur nehmen zu, und wenn d richtig gewählt wurde, dann muß das Gas die Temperatur T_1 und den Druck p_a, sowie das Volumen v_a im Ausgangspunkte a wieder erreichen.

Die Lage des Punktes d kann folgender Weise bestimmt werden. Die Abkühlung während der adiabatischen Expansion ist:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_c}{v_b}\right)^{x-1}$$

Die Erwärmung während der adiabatischen Kompression ist:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_d}{v_a}\right)^{x-1}$$

Daher ist auch:

$$\frac{v_b}{v_c} = \frac{v_d}{v_a}$$

und

$$\frac{v_c}{v_d} = \frac{v_b}{v_a}.$$

Bezeichnen wir dieses Verhältnis mit r, dann läßt sich die während des Kreisprozesses aufgenommene und abgegebene Wärme durch folgende Formeln darstellen:

1. von A übertragene Wärme $= R\, T_1\, l^n\, r$,
2. Wärme weder aufgenommen noch abgegeben,
3. von C übertragene Wärme $= R\, T_2\, l^n\, r$,
4. Wärme weder aufgenommen noch abgegeben.

Die während des Kreisprozesses von dem Gase geleistete äußere Arbeit entspricht der Differenz der während des Vorganges aufgenommenen und abgegebenen Wärme

$$A = R\,(T_1 - T_2)\, l^n\, r,$$

die durch die von den Punkten a b c d eingeschlossene Fläche dargestellt ist.

Der Wirkungsgrad des Carnotschen Kreisprozesses ist durch das Verhältnis

$$\frac{\text{in Arbeit umgesetzte Wärme}}{\text{aufgenommene Wärme}}$$

dargestellt:

$$\frac{R\,(T_1 - T_2)\,l^n\,r}{R\,T_1\,l^n\,r} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

$\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ stellt auch jene Wärmemenge vor, welche durch eine den Carnotschen Kreisprozeß genau befolgende Maschine in Arbeit umgewandelt werden könnte.

Die Maschine arbeitet mit dem Temperaturgefälle T_1, T_2, indem dieselbe die Arbeitsflüssigkeit von der Temperatur T_1 auf T_2 sich abkühlen läßt. Das Arbeitsvermögen wird um so größer sein, je tiefer die Temperatur T_2, bei welcher die Wärme abgeführt wird, unter der Temperatur T_1 liegt, bei welcher die Temperatur aufgenommen wird.

Umkehrung des Carnotschen Kreisprozesses. Die Annahme einer vollkommenen kalorischen Wärmemaschine, die in der Praxis zwar ebenso wenig möglich als eine vollkommene reibungslose Maschine ist, ergibt als erste Folgerung, daß der Prozeß auch umkehrbar sein muß, so daß dasselbe Indikatordiagramm a b c d a, aber in entgegengesetzter Richtung a d c b a beschrieben wird.

Den Kolben lassen wir wiederum bei der Temperatur T_1 und der Anfangsstellung a sich in Bewegung setzen, dann setzt sich der Prozeß aus folgenden vier Zustandsänderungen zusammen:

1. B tritt an Stelle des Zylinderbodens, der Kolben bewegt sich nach d, das Gas expandiert adiabatisch nach der Kurve a d, sobald d erreicht ist, ist die Temperatur auf T_2 gefallen.

2. B wird entfernt und an seine Stelle C gesetzt, das Gas expandiert isothermisch bei unveränderlicher Temperatur T_2, indem es Wärme aufnimmt. Der Kolben bewegt sich nach C und man erhält die Kurve d c.

3. C wird entfernt und an seine Stelle wieder B gesetzt, der Kolben bewegt sich komprimierend nach b zurück. Der Vorgang ist adiabatisch und durch die Kurve b c dargestellt. In b erreicht das Gas seine Anfangstemperatur T_1 wieder.

4. B wird entfernt und A an seine Stelle gesetzt, der Kolben bewegt sich, das Gas komprimierend nach a zurück. Die Kompression erfolgt bei konstanter Temperatur, mithin isothermisch.

Die Maschine verbraucht während des Prozesses Arbeit, dargestellt durch die Diagrammfläche a d c b a, ausgedrückt durch $R\,(T_1 - T_2)\,l^n\,r$.

Allerdings wurde auch Arbeit geleistet, dargestellt durch die Fläche v_a a d c v_c, Arbeit hingegen verbraucht, dargestellt durch die größere Fläche v_a a b c v_c, so daß ein Überschuß an verbrauchter oder

negativer Arbeit bleibt, der von außen zugeführt werden mußte, durch den Prozeß jedoch in Wärme umgesetzt wurde.

Während der ersten und dritten Periode findet keine Wärmeübertragung statt, während der zweiten Periode wurde Wärme von Receiver A aufgenommen im Betrage $R T_2 l^n r$, und während der vierten Periode wurde Wärme an den Receiver C im Betrage $R T_1 l^n r$ abgegeben. Es wird also eine gewisse Wärmemenge gewonnen, und dieselbe vom kälteren Körper von der Temperatur T_2 auf den wärmeren Körper von der Temperatur T_1 übergeführt, während eine bestimmte Arbeitsmenge verloren geht.

Umkehrbare Maschine. Jede Maschine, welche Carnots Kreisprozeß durchläuft, ist eine umkehrbare Maschine, d. i. jene Maschine, welche, wenn gezwungen ihr Indikatordiagramm im entgegengesetzten Sinne zu durchlaufen, dieselbe Arbeit, welche sie bei direkter Bewegung nach außen abgegeben hätte, nun von außen empfangen muß, und jene Wärmemenge, welche sie direkt arbeitend von außen empfangen hätte, gibt sie bei Umkehr ihrer Wirkungsweise ab und nimmt anderseits dieselbe Wärmemenge vom Receiver auf, welche sie bei direkter Bewegung an denselben abgeführt hätte. Die thermodynamische Umkehrbarkeit ist deshalb von größtem Interesse, weil keine Maschine einen höheren Wirkungsgrad ergeben kann als die umkehrbare Maschine, sobald beide Maschinen zwischen denselben Temperaturgrenzen arbeiten.

Wirkungsgrad einer vollkommenen Wärmemaschine. Da alle umkehrbaren Maschinen gleich wirtschaftlich sind, sobald sie innerhalb derselben Temperaturgrenzen arbeiten, so wird auch ein Ausdruck für den Wirkungsgrad einer Maschine auf alle anwendbar sein. Der Ausdruck für den Wirkungsgrad einer umkehrbaren Maschine ist:

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

wie wir bei der Bestimmung des Wirkungsgrades des Carnotschen Kreisprozesses gefunden haben. Dieser Ausdruck ist zugleich das Maximum des Wirkungsgrades, da keine Maschine wirtschaftlicher arbeiten kann als eine umkehrbare.

Keine Maschine kann demnach einen größeren Teil Wärme in Arbeit überführen, als durch das Verhältnis des Temperaturüberschusses der zugeführten Wärme zur Temperatur der abgeführten ausgedrückt ist.

Die Bedingung der Vollkommenheit einer Wärmemaschine kann auch durch das Verhältnis:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_1}$$

ausgedrückt werden, wenn Q_1 die bei der Temperatur T_1 aufgenommene und Q_2 die bei der Temperatur T_2 abgegebene Wärmemenge bezeichnet.

Die Gleichung für den Wirkungsgrad einer vollkommenen Wärmemaschine nimmt dann die Form an:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}.$$

Bedingungen für das Maximum des Wirkungsgrades. Das Maximum des Wirkungsgrades wird erreicht, wenn eine Maschine alle ihre Wärme bei der Temperatur T_1 aufnimmt und den unbenutzten Wärmeanteil bei der Temperatur T_2 abgibt. Der größte ideale Wirkungsgrad für jede beliebige aufgenommene und abgegebene Wärmemenge ist daher:

$$\frac{\text{Temperatur der Aufnahme} - \text{Temperatur der Abgabe}}{\text{Temperatur der Aufnahme}}.$$

Sind demnach zwei Grenztemperaturen gegeben, dann kann das Maximum des Wirkungsgrades nur erreicht werden, wenn sämtliche Wärme bei der höchsten Temperatur aufgenommen und bei der tiefsten Temperatur des Vorganges abgeführt wird.

Bedingungen der Umkehrbarkeit. Eine Maschine ist umkehrbar, sobald sie außer den soeben besprochenen Bedingungen über das Maximum des Wirkungsgrades noch der Bedingung genügt, daß freie oder unvollkommene Expansion vermieden wird. Die freie Expansion haben wir bei der Bestimmung der inneren Energie eines Gases kennen gelernt; und unter unvollkommener Expansion ist jene Expansion zu verstehen, welche bei Überexpandierung einer Flüssigkeit in ein Gefäß, bei welchem der Druck kleiner ist als jener der Flüssigkeit oder bei Expansion unter dem Kolben eines Zylinders entsteht, der sich so schnell bewegt, daß infolge der Trägheit der expandierenden Flüssigkeit Druckschwankungen entstehen. Dasselbe gilt für die Kompression. In Carnots idealer Maschine ist dieser Arbeitsprozeß erfüllbar.

Stirlings Kreisprozeß. Ein anderer Weg als der Carnotsche, die Arbeitsweise einer Wärmemaschine umkehrbar zu machen, wurde von Stirling in seiner Regenerativluftmaschine angegeben. Geht man nämlich von der Annahme aus, daß die Arbeitsflüssigkeit, während sie das Temperaturgefälle von T_1 nach T_2 durchläuft, veranlaßt werden kann, Wärme auf einen zur Maschine gehörenden Körper in der Art zu übertragen, daß diese Übertragung der Bedingung genügt, daß die Arbeitsflüssigkeit bei der Wärmeaufnahme die Temperatur der Wärmequelle und bei der Wärmeabgabe die Temperatur jenes Körpers besitzt, an welchen diese Wärme abgegeben werden soll, und auch

umkehrbar sei; dann kann diese Übertragung, sobald die Arbeitsflüssigkeit von der Temperatur T_2 nach T_1 zurückkehrt, umgekehrt und auf diese Weise die vorher an jenen Körper abgegebene Wärme wieder zurückerlangt werden. Dieses abwechselnde Aufspeichern und Abgeben von Wärme würde dazu dienen, die Temperatur der Arbeitsflüssigkeit auch ohne adiabatische Expansion oder Kompression von dem Grenzwerte T_1 auf T_2 bezw. von T_2 auf T_1 zu bringen. Dieser Vorgang spielt sich in der Maschine selbst vollkommen ab und ist daher von dem Prozesse der Wärmeaufnahme und Abgabe seitens der Maschine durchaus getrennt.

Nach diesem Prinzipe baute Stirling seine Maschine. Der Regenerator ist dem Prinzipe nach ein Übergangsgefäß mit großem Wärmefassungsvermögen, welches die Arbeitsflüssigkeit in einer und der anderen Richtung passieren kann. Die Wandungen besitzen an einem Ende die Temperatur T_1 und an dem anderen die Temperatur T_2; der Übergang von T_1 auf T_2 und somit auch umgekehrt ist ein ununterbrochener.

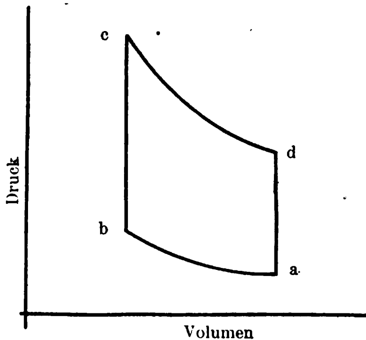


Fig. 7. Indikatordiagramm nach Stirlings Kreisprozeß.

Theoretisch ist dieser Prozeß vollkommen umkehrbar, praktisch jedoch läßt er sich nur annähernd korrekt ausführen. Als Arbeitsflüssigkeit verwandte Stirling Luft. Der Kreisprozeß verläuft folgendermaßen:

1. atmosphärische Luft passiert einen Generator und erlangt hiebei die Temperatur T_1, dieselbe expandiert isothermisch unter Aufnahme von Wärme aus einem Ofen und hebt hiebei einen Kolben. Das Expansionsverhältnis sei r und somit die aufgenommene Wärmemenge pro *kg* Luft $R\,T_1\,l^n\,r$;

2. die Luft passiert den Regenerator vom heißen zum kalten Ende, gibt Wärme an denselben ab, erfährt eine Temperaturerniedrigung von T_1 auf T_2, das Volumen bleibt ungeändert, die Spannungsabnahme ist proportional der Temperaturabnahme; die abgegebene Wärmemenge ist $c_v\,(T_1 - T_2)$;

3. die Luft wird isothermisch auf ihr Anfangsvolumen bei der Temperatur T_2 mit einem Wärmereceiver komprimiert, die an denselben abgeführte Wärmemenge beträgt $R\,T_2\,l^n\,r$. Das Kompressionsverhältnis ist gleich dem Expansionsverhältnis;

4. die Luft wird durch den Regenerator und zwar vom kalten Ende zum heißen Ende geführt, nimmt Wärme auf und erlangt hier-

bei die Temperatur T_1. Die vom Regenerator an die Luft zurückgegebene Wärmemenge ist $c_v (T_1 - T_2)$, die Spannung nimmt entsprechend der Temperatur zu und erlangt ihren anfänglichen Wert wieder am Schlusse des Kreisprozesses.

Der Wirkungsgrad ist nach früherem daher:

$$\frac{R\,T_1\,l^n\,r - R\,T_2\,l^n\,r}{R\,T_1\,l^n\,r} = \frac{T_1 - T_2}{T} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

In Fig. 7 ist das Indikatordiagramm des Stirlingschen Kreisprozesses dargestellt, das aus zwei Isothermen und zwei Linien gleichen Volumens besteht.

Ericson versuchte einen anderen Weg als Stirling in der Benutzung des Regenerativsystem für Luftmaschinen einzuschlagen, indem er die Pressung der Luft statt des Volumens konstant hielt, während dieselbe den Generator passierte. Sein Diagramm Fig. 8 setzt sich daher aus zwei Isothermen und zwei Linien konstanten Druckes zusammen.

Siemens und Flemming Jankin versuchten das Regenerativsystem auch auf Gas- und Dampfmaschinen anzuwenden; außerdem fand es auch bei einigen Kühlmaschinen Anwendung.

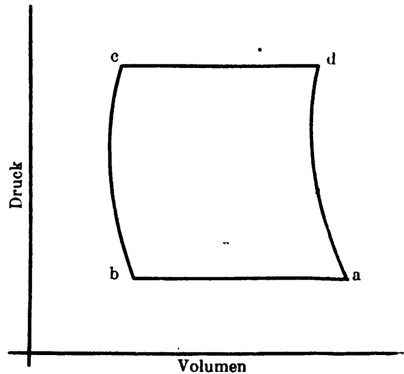


Fig. 8. Indikatordiagramm nach Ericsons Kreisprozeß.

Das Regenerativsystem findet trotz seiner großen theoretischen Vorzüge auf unsere heutigen Maschinen keine Anwendung. Wenn aber unsere Wärmemaschinen sich doch mehr oder minder den Bedingungen der Umkehrbarkeit nähern, so erfolgt diese Annäherung nur durch die mehr oder minder adiabatische Expansion oder Kompression nach dem Vorbilde von Carnots Idealmaschine.

Zustandsänderungen der Gase auf nicht umkehrbarem Wege. Die bis jetzt besprochenen Zustandsänderungen waren umkehrbar, d. h. man konnte z. B. durch Kompression ein expandiertes Gas auf den ersten Zustand wieder zurückbringen. In Wirklichkeit sind aber alle Zustandsänderungen nicht umkehrbar, da Wärme durch die Zylinderwandungen verloren geht, der Kolben nicht gewichtslos ist, die Folge dieser physikalischen Nebenumstände sind daher Arbeitsverluste.

Haben wir eine Arbeitsflüssigkeit vom Zustande p v T und fällt der äußere Druck plötzlich auf p'_1 herab, dann tritt eine Expansion

nach der Linie $a_1\ b_1$ ein, siehe Fig. 9. Wird der Kolben bei dem Volumen v_2 plötzlich festgehalten, dann steigt der Druck auf p'_1 nach dem Volumen v_1; diesem Punkte entspricht dann auch eine Temperatur T_2. Zeuner nennt den Ausdruck p_2 den Gleichgewichtsdruck und den Ausdruck p'_2 den Arbeitsdruck. Entsprechend heißt daher auch die Kurve a b die Arbeitsdruckkurve. Jedem Arbeitsdrucke muß ein bestimmter Gleichgewichtsdruck in jeder Kolbenlage entsprechen. Die Temperaturen der Gleichgewichtskurve liegen selbstverständlich höher als jene Temperaturen, welche das Gas bei einer normalen Expansion gehabt hätte, da bei beschleunigter Expansion nur ein Teil jener inneren Energie in Arbeit verwandelt wird, welche sonst verwandelt worden wäre.

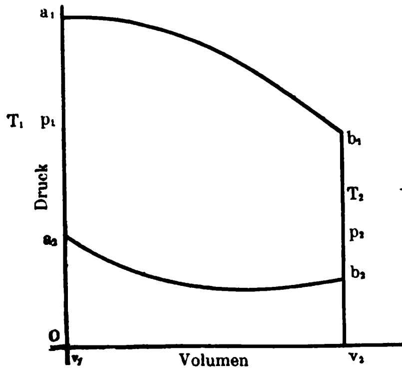


Fig. 9. Indikatordiagramm einer nicht umkehrbaren Zustandsänderung.

Ist die Gleichgewichtstemperatur zu Anfang und Ende T_1 und T_2, dann ist die zur inneren Arbeit verwandte Wärmemenge

$$c_v\,(T_1 - T_2).$$

Soll der Wärmeinhalt derselbe bleiben, dann muß der Arbeitsflüssigkeit nicht nur das Äquivalent der äußeren Arbeit, sondern auch jenes der inneren Arbeit zugefügt werden:

$$Q = c_v\,(T_1 - T_2) + d\,L_1,$$

worin L_1 die durch die Arbeitsdruckkurve der Achse und den beiden Endordinaten eingeschlossene Fläche (Arbeit) bedeutet und $a = \frac{1}{424}$ ist.

Sind beide Kurven bekannt, dann kann man aus der Gleichgewichtskurve die zur Vermehrung der inneren Energie verbrauchte Wärmemenge, aus der Arbeitsdruckkurve aber die zur Verrichtung der äußeren Arbeit verbrauchte Wärmemenge berechnen.

Denkt man sich, daß von außen in jedem unendlichen kleinen Zeitteilchen eine Wärmemenge $d\,Q = c\,d\,T$ zugeführt wird, worin c eine beliebige, aber für jeden Fall eine bestimmte Zahl darstellt, und daß die Arbeitsdruckkurve von der Form

$$p'_2\,v^r_2 = p'_1\,v^r_1$$

ist, dann ergibt sich nach Zeuner folgende Gleichgewichtskurve:

$$p \cdot v = p_1\,v_1 + \frac{n-1}{v^{-1}}\,(p_2\,v_2 - p'_1\,v_1).$$

In dieser Gleichung sind die Anfangs- und Enddrucke p'_1 und

p'_2, sowie die Anfangs- und Endvolumen v_1 und v_2 bekannt, r ist der Exponent der Arbeitsdruckkurve und n durch die Formel

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v}$$

bestimmt.

Je nachdem c und r die Werte ändern, ergeben sich eine Anzahl von solchen Gleichgewichtskurven. Die äußere Arbeit ist bestimmt, wenn die Arbeitsdruckkurve gegeben ist, durch die Formel:

$$L = \frac{1}{r - 1} (p'_1 v_1 - p'_2 v_2)$$

und wenn das Gesetz der Wärmemitteilung bekannt ist, durch

$$L = \frac{1}{n - 1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Beispiel: Es expandiere 1 *kg* Luft von 5 Atmosphären bei einer Temperatur $T_1 = 300^0$ C adiabatisch, der äußere konstante Gegendruck sei 2 Atmosphären, und der Kolben tritt daher eine beschleunigte Rückwärtsbewegung an. Die Expansion währt bis zum Gleichgewicht, der Kolben sei gewichtslos angenommen.

In unserem Falle ist $r = k$, die zugeführte Wärmemenge $Q = 0$.

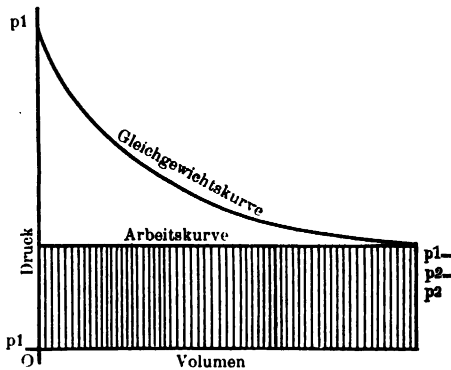


Fig. 10. Indikatordiagramm einer unvollkommenen Expansion.

Die Gleichgewichtskurve (Adiabate) hat die Form:

$$p_1 v^k_1 = p'_1 v^k_2$$

$$\frac{p_1}{p'_1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k;$$

v_1 berechnet sich nach der Zustandsgleichung

$$v_1 p_1 = R T_1,$$

$$v_1 = \frac{29,27 \cdot 300}{50000} = 0,176 \; cbm,$$

$\frac{p_1}{p'_1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k$ nimmt nunmehr die Form an

$$\frac{5}{2} = \left(\frac{v_2}{0,176}\right)^k$$

$$\frac{5}{2} \cdot 0,176^k = v_2{}^k$$

$$v_2 = 0,176 \cdot 2,5^k,$$

$$v_2 = 0,176 \cdot 1,916 = 0,335 \; cbm.$$

Die geleistete Arbeit ist daher

$$L_1 = p'_1 (v_2 - v_1),$$

$$L_1 = 20000\ (0{,}335 - 0{,}176) = 3180\ mkg.$$

Bei normaler Expansion wäre die Arbeit

$$L = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2),$$

$$L = \frac{1}{0{,}41} = (50000 \cdot 0{,}176 - 20000 \cdot 0{,}335) = 5100\ mkg.$$

Der Verlust durch beschleunigte Expansion beträgt daher

$$5100 - 3180 = 1920\ mkg.$$

Denkt man sich z. B. bei der adiabatischen Kompression den äußeren Druck p_2 plötzlich bis zur Größe p'_2 konstant erhöht, dann wird die auf die eingeschlossene Luftmenge aufgewandte Arbeit bedeutend größer sein als dies durch normale Kompression der Fall wäre.

Entropie oder Wärmegewicht. Man versteht unter dem Wärmegewicht einer bestimmten Wärmemenge Q von der absoluten Temperatur T den algebraischen Ausdruck

$$P = \Sigma \frac{d\,Q}{T}.$$

Dieser Ausdruck spielt in der Thermodynamik eine bedeutende Rolle und ist weit schwieriger zu verstehen als der Begriff der Energie. Rankine nannte ihn »thermodynamische Funktion.«

Die Entropie eines Körpers ist eine physikalische Eigenschaft desselben, darstellbar durch eine Zahl, und genau so wie Druck, Volumen und Temperatur von dem Zustande des Körpers abhängig.

Jede Wärmeaufnahme oder Abgabe einer Substanz bedingt die Änderung ihrer Entropie und wird durch obigen Ausdruck dargestellt.

Bezüglich des Nullpunktes gilt dasselbe wie für die Energie; hätte ein Körper die absolute Temperatur null, dann wäre sowohl seine Energie als auch seine Entropie gleich null. Diesen Zustand kann man jedoch nicht herstellen, deshalb wählt man willkürlich einen Normalzustand und beginnt von jenem Werte an zu rechnen, der diesem Normalzustande entspricht. So kann man z. B. bei der Berechnung der Entropie des Dampfes bei irgend einer Temperatur den Zustand des Wassers bei 0° C als passende Zahl nehmen und $\Sigma \frac{d\,Q}{T}$ von diesem Zustande aus rechnen, den so gerechneten Wert bezeichnet man als »Entropie des Dampfes«.

Bezeichnen wir künftig die Entropie mit Φ und erhält dieselbe numerische Werte, dann rechnet man in Masseneinheiten der Substanz.

Daraus folgt, daß wenn irgend eine Substanz einen adiabatischen Prozeß durchläuft, die Entropie ungeändert bleibt.

Durchläuft die Arbeitssubstanz einen vollständigen umkehrbaren Kreisprozeß und kommt der ganze Prozeß in Betracht, dann ist

$$\Sigma \frac{d\,Q}{T} = 0.$$

Bei einem geschlossenen Kreisprozeß kehrt daher die Entropie einer Substanz gerade so wie Druck oder Volumen usw. wieder auf den Wert zurück, welchen sie bei Beginn des Prozesses hatte.

Der Beweis hierfür ist leicht zu erbringen. Der Carnotsche Kreisprozeß setzt voraus, daß die Arbeitssubstanz ihre gesamte Wärme nur bei der oberen Temperaturgrenze aufnimmt. Es kommen jedoch Fälle vor, bei welchen Wärme zum Teil bei dieser und zum Teil bei anderen Temperaturen des Kreisprozesses aufgenommen wird. Setzen wir die denkbar günstigsten Verhältnisse voraus, dann bleibt bezüglich dieser einzelnen Wärmemengen das Ergebnis aufrecht erhalten, daß das Maximum an Wärme, welches in Arbeit umgesetzt werden kann, durch das Verhältnis der Differenz der Temperaturen der Wärmeaufnahme und Wärmeabgabe zur absoluten Temperatur gegeben ist.

Bedeutet Q_1 jenen Teil der Wärme, der bei der Temperatur T_1 aufgenommen wird, Q_2 jenen Teil der Wärme, der bei der Temperatur T_2 aufgenommen wird usw.; ferner sei $-Q_0$ die bei der Temperatur T_0 abgegebene Wärmemenge, das negative Vorzeichen diene zur Unterscheidung der abgegebenen Wärme von der aufgenommenen. Da sich in einem umkehrbaren Kreisprozeß die abgegebene Wärme zur aufgenommenen Wärme wie die absolute Temperatur der Abgabe zur absoluten Temperatur der Aufnahme verhält, so wird:

$$\frac{-Q_0}{T_0} = \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \frac{Q_3}{T_3} + \;.\;.\;.$$

und daraus folgt, daß

$$\Sigma \frac{Q}{T} = 0,$$

wenn sich die Summation auf den ganzen umkehrbaren Kreisprozeß erstreckt.

In Fällen, bei welchen sich die Temperatur der Wärmeaufnahme und Wärmeabgabe während des Prozesses fortwährend ändert, kann diese Gleichung für diesen ganz allgemeinen Fall in der Form

$$\int \frac{d\,Q}{T} = 0$$

angewendet werden, wenn sich die Integration auf den ganzen Prozeß erstreckt.

Betrachten wir nunmehr einen Kreisprozeß, Fig. 11, bestehend aus zwei isothermischen und aus zwei adiabatischen Vorgängen. Indem die Arbeitssubstanz auf der isothermischen Linie T_1 von a nach b

gelangt, gewinnt sie an Entropie $\frac{Q_1}{T_1}$, wenn Q_1 die während dieses Vorganges bei der absoluten Temperatur T_1 aufgenommene Wärmemenge bedeutet. Längs der adiabatischen Linie von b nach c erfährt die Entropie keine Änderung. Auf der isothermischen Linie erfährt die Entropie eine Reduzierung um den Betrag $\frac{Q_2}{T_2}$, wenn Q_2 die bei der absoluten Temperatur T_2 abgegebene Wärmemenge bezeichnet. Längs der adiabatischen Linie von d nach a erfährt die Entropie keine Änderung. Nun ist $\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$, was besagt, daß sich die Entropie um den gleichen Betrag ändert, ob man von einer adiabatischen Linie a d zu einer anderen adiabatischen Linie b c auf dem isothermischen Wege a b oder auf irgend einem anderen isothermischen Wege d c gelangt. Die Änderung der Entropie zwischen einer Adiabate und einer anderen wird dieselbe sein, ob die Übergangskurve isothermisch ist oder nicht, da man sich jede eine Beziehung zwischen p und v ausdrückende Kurve aus einer Reihe ungemein kleiner adiabatischer und isothermischer Elemente gebildet denken kann. Die Änderung der Entropie einer solchen Kurve setzt sich aus der Summe der Einzeländerungen längs der isothermischen Elemente des Prozesses zusammen und ist für irgend eine einzelne isothermische Linie zwischen demselben Paare adiabatischer Linien äquivalent zu $\frac{Q}{T}$.

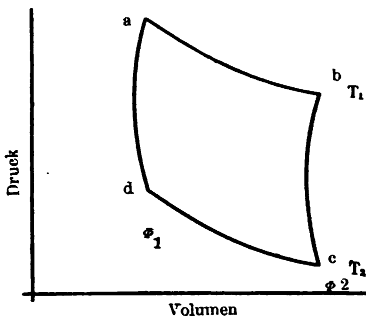
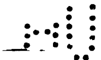


Fig. 11. Diagramm eines Kreisprozesses mit zwei isothermischen und zwei adiabatischen Vorgängen.

Während des adiabatischen Prozesses findet keine Änderung der Entropie statt, sobald jedoch eine Substanz auf irgend einem Wege von einer adiabatischen Linie auf eine andere übergeht, findet eine Änderung der Entropie statt. Adiabatische Kurven sind demnach Linien gleicher Entropie und man fügt denselben die Bezeichnung Φ_1, Φ_2, Φ_3 zur Unterscheidung des speziellen Wertes der Entropie jeder Kurve bei. Daher werden adiabatische Linien auch oft »isentropische Linien« genannt. Die Auffassung der Entropie als Charakteristik einer Substanz, welche sich während einer adiabatischen Expansion oder Kompression nicht ändert, ist für die Lösung wärmetechnischer Aufgaben von besonderer Bedeutung.



2. Abschnitt.

Theorie der Thermodynamik der Wasserdämpfe.

Dämpfe in gesättigtem und überhitztem Zustande. Mit Dampf bezeichnet man eine Gasart, welche aus einer tropfbaren Flüssigkeit, gewöhnlich durch Wärmemitteilung, entstanden ist, und die umgekehrt, gewöhnlich durch Abkühlung, Wärmeentziehung, wieder in flüssigen Zustand zurückgeführt werden kann.

Die Dämpfe zeigen sich in ihrem Verhalten, solange sie mit der Flüssigkeit, aus der sie entstanden, in Berührung sind, wesentlich von den permanenten Gasen verschieden; nur dann, wenn sich die Dämpfe frei von Flüssigkeit befinden können sie durch Erwärmung, Kompression usw. in einen Zustand versetzt werden, der dem eines permanenten Gases ähnlich ist.

Bildung des Dampfes unter konstantem Druck. Die Eigenschaften des Dampfes ergeben sich am zweckmäßigsten bei der Betrachtung der Vorgänge der Dampfbildung unter konstantem Drucke, wie solches in jedem Dampfkessel einer arbeitenden Dampfmaschine zu beobachten ist. Nehmen wir der Einfachheit halber einen Zylinder mit einem reibungslosen Kolben bei Verfolgung der Eigenschaften des Dampfes an, der Kolben sei von außen belastet und übe einen konstanten Druck auf die darunter befindliche Flüssigkeit aus. Der Zylinder sei mit der Gewichtseinheit (1 *kg*) Wasser gefüllt, auf welche der Kolben einen konstanten Druck p *kg* pro *qcm* ausübe, die Temperatur des Wassers sei t_0. Wird nunmehr der Boden des Zylinders erhitzt, dann können wir bei fortschreitender Erwärmung des Wassers drei Zustandsänderungen verfolgen.

Die Temperatur des Wassers steigt, bis es die Temperatur t erreicht hat, bei welcher die Dampfbildung beginnt. Unabhängig von dem Drucke p ist der Wert t.

Sobald die Temperatur t erreicht ist, beginnt sich aus Wasser im Verhältnis der zugeführten Wärmemenge Dampf zu bilden. Die Dampfbildung dauert so lange, bis alles Wasser in Dampf übergeführt ist und zwar findet eine Temperatursteigerung hiebei nicht statt. Der Kolben bewegt sich nach aufwärts, sobald der sich unter dem-

selben befindliche Dampf den äußeren auf dem Kolben lastenden Druck überwunden hat. Dieser Dampf wird als »gesättigter Dampf« bezeichnet. Das Volumen am Ende dieser Periode, mithin das Volumen von 1 *kg* gesättigten Dampfes von der Spannung p und der Temperatur t sei mit v *cbm* bezeichnet.

Wird diesem Dampfe nunmehr weitere Wärme zugeführt, dann nimmt sowohl das Volumen als auch der Druck und die Temperatur zu, der Dampf wird, wie man sagt, überhitzt.

Gesättigter und überhitzter Dampf. Der gesättigte Dampf unterscheidet sich in seinen Eigenschaften wesentlich von dem Verhalten eines vollkommenen Gases, überhitzter Dampf nähert sich hingegen mit zunehmender Überhitzung immer mehr hinsichtlich der Eigenschaften dem Verhalten eines solchen. Gesättigter Dampf hat bei gegebenem Drucke nur eine einzige bestimmte Temperatur, überhitzter Dampf kann jedoch bei derselben Spannung jede Temperatur annehmen.

Der Unterschied von gesättigtem und überhitztem Dampf kann daher auch so ausgedrückt werden: wenn in einer Mischung von Wasser und Dampf (bei dessen Temperatur) ein Teil des Wassers verdampft, dann ist der Dampf überhitzt, ist dies jedoch nicht mehr der Fall, dann ist der Dampf gesättigt.

Beziehung zwischen Druck und Temperatur des gesättigten Dampfes. Die Temperatur t, bei welcher sich Dampf entwickelt, hängt von dem auf dem Wasser lastenden Drucke p ab. Die Beziehungen, welche wir hiebei finden, verdanken wir hauptsächlich den Versuchen Regnaults. Die Spannung des gesättigten Dampfes nimmt bei höherer Temperatur verhältnismäßig rascher zu, wie aus der folgenden Tabelle zu ersehen ist.

Um den Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur gesättigten Dampfes algebraisch auszudrücken, stehen uns eine Reihe von Formeln zur Verfügung.

Regnault gibt folgende Interpolationsformel an:

$$\log p = a + b\,\alpha^t - c\,\beta^t;$$

p ist hiebei als Druck in *mm* der Quecksilbersäule zu messen, t ist die Temperatur des Dampfes.

$$\begin{aligned} a &= 4{,}73937 \\ \log b &= 0{,}13199^{-2} \\ \log \alpha &= 0{,}00686 \\ \log c &= 0{,}61174 \\ \log \beta &= 0{,}99673^{-1}. \end{aligned}$$

B e i s p i e l: Welche Spannung besitzt Wasserdampf bei einer Temperatur von 70°?

$$\begin{array}{rll}
\log \alpha^t = & 20 \cdot 0{,}00686 = & 0{,}13730 \\
\log b = & & 0{,}13199^{-2} \\
\hline
\log (b \cdot \alpha^t) = & & = 0{,}26929^{-2} \\
mm \log b\,\alpha^t = & & 0{,}01859 \\
\log \beta^t = & 20 \cdot (0{,}99673 - 1) = & 0{,}93451 - 1 \\
\log c = & & 0{,}61174 \\
\hline
\log (c\,\beta^t) = & & = 0{,}54625 \\
mm \log (c\,\beta^t) = & & 3{,}5177
\end{array}$$

$$\begin{array}{rl}
\log p = & 4{,}73937 \\
& 0{,}01859 \\
& -3{,}5177 \\
\hline
\log p = & 1{,}2403 \\
mm \log p = & 17{,}38 \; mm.
\end{array}$$

Rankine drückte die Beziehung zwischen Druck und Volumen durch die Formel aus:

$$\log p = 6{,}1007 - \frac{2732}{T} - \frac{396945}{T^2},$$

in welcher p die Spannung pro Quadratzoll in englischen Pfunden und T die absolute Temperatur in Graden nach Fahrenheit bezeichnet.

Magnus benutzte die Formel:

$$p = a\,b^{\frac{t}{\gamma + t}},$$

worin

$$a = 4{,}525$$
$$\log b = 7{,}4475$$
$$\gamma = 2434{,}69.$$

Düpré stellte eine Formel auf, welche nicht bloß für Wasser, sondern auch für andere Flüssigkeiten anwendbar ist.

$$\log p = a - \frac{b}{T} - \log T$$

$$a = 17{,}44324$$
$$b = 2795$$
$$c = 3{,}8682.$$

T ist in absoluten Graden einzusetzen, p erhält man in Atmosphären.

Für andere Flüssigkeiten als Wasser haben die Konstanten andere Werte.

Gewöhnlich bedient man sich nachstehender von Regnault aufgestellten Tabelle, wenn für eine gegebene Spannung die Temperatur oder umgekehrt zu suchen ist, die Zwischenwerte findet man dann entweder durch Interpolation oder durch Aufreißen der p- und t-Werte.

Tabelle 3. Gesättigte Dämpfe von Regnault aufgestellt.

Temperaturgrade Celsius	Druck in *kg* pro *qcm*	Volumen von 1 *kg* Dampf in *cbm*	Gesamtwärme *H* in W.-E.	Flüssigkeitswärme h in W.-E.
0	0,00625	213,16	606,50	0
5	0,00888	151,32	608,02	5
10	0,01246	106,90	609,53	10
15	0,01727	79,50	611,06	15
20	0,02365	58,78	612,66	20
25	0,03202	44,00	614,17	25
30	0,04289	33,25	615,68	30
35	0,05687	25,46	617,16	35
40	0,07465	19,66	618,72	40
45	0,09706	15,29	620,24	45
50	0,12505	13,07	621,77	50,055
55	0,15972	9,58	623,32	55,055
60	0,20323	7,67	624,88	60,055
65	0,25417	6,19	626,43	65,055
70	0,31692	5,03	627,29	70,110
75	0,39227	4,12	629,46	75,110
80	0,48217	3,39	630,89	80,165
85	0,58877	2,80	632,44	85,165
90	0,71440	2,34	633,99	90,22
95	0,86168	1,97	635,54	95,22
100	1,03330	1,66	637,00	100,275
105	1,23236	1,40	638,53	105,33
110	1,4621	1,19	640,06	110,385
115	1,7259	1,023	641,59	115,44
120	2,02755	0,880	643,11	120,495
125	2,3710	0,760	644,65	125,55
130	2,76037	0,659	646,18	130,66
135	3,20013	0,573	647,70	135,716
140	3,69490	0,501	649,22	140,825
145	4,24950	0,440	650,75	145,935
150	4,86904	0,387	652,36	151,045
155	5,55881	0,342	653,77	156,155
160	6,32434	0,303	655,28	161,265
165	7,17127	0,268	656,79	166,375
170	8,10547	0,240	658,30	171,485
175	9,13302	0,214	659,81	176,652
180	10,2601	0,192	661,93	181,819
185	11,493	0,173	662,85	186,986
190	12,8383	0,156	664,38	192,153
195	14,3025	0,140	665,91	197,320
200	15,8923	0,1273	668,26	202,487
205	17,6145	0,1156	668,97	207,710
210	19,4760	0,1051	671,40	212,876
215	21,4835	0,0959	673,02	218,098
220	23,6439	0,0876	674,55	223,318
225	25,9643	0,0788	676,09	228,540
230	28,4515	0,0710	677,79	233,760

Beziehung zwischen Druck und Volumen des gesättigten Dampfes. Im experimentellen Wege ist das Volumen der Gewichtseinheit gesättigten Dampfes schwer direkt zu bestimmen. Innerhalb der ge-

wöhnlichen in der Technik vorkommenden Druckgrenzen kann diese Beziehung durch die Formel ausgedrückt werden:

$$p\,v^{\mu} = \text{konstant.}$$

Falls der Druck p in Atmosphären (zu 10333 *kg* pro *qm*) gegeben ist, dann ist $\mu = 1{,}0646$ und für die Konstante der Wert 1,7049 zu setzen, so daß wir

$$p\,v^{1{,}0646} = 1{,}7049$$

erhalten.

Aus dem Verlaufe der Druckkurven (welche in einem möglichst großen Maßstabe zu zeichnen sind) kann man ersehen, daß das Verhältnis der Änderung des Druckes in Beziehung zur Änderung der Temperatur, $\frac{dp}{dt}$, rasch wächst mit der Temperaturzunahme, daher in den oberen Teilen der Temperaturreihe eine verhältnismäßig kleine Temperaturzunahme eine bedeutende Drucksteigerung im Kessel zur Folge hat. Sieden oder Kochen des Wassers in unverschlossenen Gefäßen ist nur ein spezieller Fall der Dampfbildung unter konstantem Drucke, das ist in diesem Fall der Druck der Atmosphäre. Beträgt der Luftdruck 1,0333 *kg* pro *qcm* oder 14,7 englische Pfund pro Quadratzoll englisch bei normalem Barometerstand, dann ist die Siedetemperatur 100° C oder 212° F.

Spezifische Wärme von Dampf und Wasser. Unter spezifischer Wärme oder Wärmekapazität versteht man jene Wärmemenge, welche 1 *kg* Dampf bezw. Wasser braucht, um die Temperatur desselben um 1° C zu erhöhen. Im nachfolgenden sind einige Werte der spezifischen Wärme verschiedener Stoffe vergleichsweise angegeben.

Wasserdampf	0,4750
Wasserstoff	3,4046
Luft	0,2377.

Gesamtwärme des Dampfes. Die Gesamtwärme des gesättigten Dampfes ist jene Wärmemenge, welche erforderlich ist, um 1 *kg* Wasser von 0° C Anfangstemperatur unter konstantem Drucke in Dampf von der Temperatur t° C zu verwandeln.

Summiert man demnach die während des ersten und zweiten Stadiums des Umwandlungsprozesses von Wasser in Dampf aufgenommene Wärmemenge, dann erhält man die sogenannte Gesamtwärme. Dieselbe sei mit H bezeichnet, dann ist

$$H = h + L.$$

Regnault erhielt bei seinen Versuchen der Berechnung der Gesamtwärme des gesättigten Dampfes die Formel:

$$H = 606{,}50 + 0{,}305\,t \text{ Wärmeeinheiten.}$$

Beispiel. Wie groß ist die Gesamtwärme, die notwendig ist, um 1 *kg* Wasser von 0° C in Dampf von 90° C zu verwandeln?

$$H = 606,50 + 0,305 \cdot 90 \text{ W.-E.}$$
$$H = 633,95 \text{ } kg \text{ Kalorien.}$$

Ziehen wir von der Gesamtwärme die Flüssigkeitswärme h ab, dann erhalten wir für dieselbe die Formel nach Regnaults Versuchen:

$$h = t + 0,00002\, t^2 + 0,0000003\, t^3.$$

Die Formel für die latente Wärme hat Regnault bestimmt zu

$$L = 606,50 - 0,695\, t - 0,00002\, t^2 - 0,0000003\, t^3.$$

In der Praxis begnügt man sich jedoch für die latente Wärme mit der einfacheren Formel:

$$L = 606,50 - 0,7\, t.$$

Ziehen wir in unserem Beispiele von der Gesamtwärme die Flüssigkeitswärme h ab, dann erhalten wir die Verdampfungswärme.

$$h = 90 + 0,00002 \cdot 90^2 + 0,0000003 \cdot 90^3$$
$$h = 90,3807 \text{ Kalorien.}$$

Demnach ist:

$$L = 633,95 - 90,3807$$
$$L = 543,57 \text{ Kalorien.}$$

Bei Benutzung der Tabelle ergibt sich die latente Wärme sofort nach der Beziehung

$$L = H - h.$$

Daraus folgt, daß zur Bildung von 1 *kg* Dampf unter konstantem Drucke aus Wasser von irgend einer Temperatur t_0 die erforderliche Wärmemenge

$$W = H - h_0$$

beträgt, wenn h_0 mit t_0 korrespondiert.

Beispiel. In einem Dampfkessel von der absoluten Spannung $p = 10$ *kg/qcm* betrage die Temperatur des Speisewassers 30° C. Dann ist $h_0 = 30$ Wärmeeinheiten. Nach der Tabelle ist die Temperatur des Dampfes 180° C und $H = 661,9$.

Denselben Wert von H ergibt auch die Gleichung

$$H = 606,50 + 0,305 \cdot 180 = 661,9 \text{ Kalorien.}$$

Demnach hat die Gewichtseinheit Wasser zur Erhöhung ihrer Temperatur auf die Kesseltemperatur und zur Umwandlung von Dampf unter konstantem Drucke die Wärmemenge

$$W = H - 30^0 = 631,9 \text{ Kalorien}$$

aufgenommen.

Wärme erforderlich zur Bildung von Dampf unter konstantem Drucke. Wird 1 *kg* Wasser von der Anfangstemperatur t_0 zuerst bis zum Siedepunkt erhitzt und dann unter fortwährender Wärmezufuhr und unter konstantem Drucke in Dampf verwandelt, dann bestimmt dieser Druck zugleich die Temperatur des Siedepunktes.

Bei der Temperaturzunahme von t_0 auf t^0 wird noch kein Dampf gebildet, die Wärmezufuhr dient ausschließlich zur Erhöhung der Temperatur des Wassers. Da die spezifische Wärme annähernd konstant ist, so wird während dieses Vorganges nahezu eine Wärmemenge gleich $(t - t_0)$ Wärmeeinheiten, entsprechend einer Arbeit $I\,(t - t_0)$ *kgm* aufgebraucht werden. Um nun die Wärmemenge $(t - t_0)$ zu berechnen, pflegt man von einer beliebig gewählten Anfangstemperatur t_0 auszugehen und wählt der Einfachheit halber gewöhnlich $t_0 = 0^0$ C = 32 F. Die Wärmeaufnahme wird daher in diesem Falle vom Nullpunkt als Ausgangspunkt an gerechnet. Unter dieser Annahme bezeichnen wir die Wärmemenge, welche erforderlich ist, um die Temperatur des Wassers von 0^0 C auf t^0 Siedepunkt zu erhöhen, mit h. Dieselbe heißt allgemein »Flüssigkeitswärme.« Der Wert von h ist daher annähernd ausgedrückt durch die Formel

$$h = t^0\,C \quad (h = t^0 - 32\,F).$$

Die gesamte während dieser Periode zugeführte Wärmemenge dient also lediglich zur Vermehrung der inneren Energie des Wassers, da die äußere Arbeit, durch die Ausdehnung des Wassers verrichtet, verschwindend klein ist.

Latente Wärme des Dampfes. Während des folgenden Vorganges, in welchem das Wasser von der Temperatur t_0 in Dampf von der Temperatur t^0 verwandelt wird, wird die während des Umwandlungsprozesses verbrauchte Wärmemenge als »Verdampfungswärme« oder »latente« Wärme bezeichnet. Latente Wärme ist daher jene Wärmemenge, welche von der Gewichtseinheit Wasser, dessen Temperatur vorher auf die Temperatur der Dampfbildung gebracht worden ist, aufgenommen wird, um aus demselben die gleiche Gewichtsmenge Dampf unter konstantem Drucke zu bilden. Die latente Wärme hängt daher von dem Drucke ab, bei welchem die Änderung des Aggregatzustandes vor sich geht. Demnach wird ein Teil der Verdampfungswärme dazu verwandt, den auf dem Wasser lastenden Druck zu überwinden. Diese Wärme nun, welche zur Überwindung des konstanten Druckes dient, heißt »äußere Verdampfungswärme«. Diese Wärmemenge ist äquivalent dem Produkte aus dem konstanten Drucke p und der während der Verwandlung des Wassers in Dampf stattgefundenen Volumenzunahmen.

Derjenige Teil der Wärmemenge, welcher nach Abzug der äußeren Verdampfungswärme übrig bleibt und zur Vermehrung der inneren Energie der Flüssigkeit dient, heißt »innere Verdampfungswärme«.

Zeuner hat für die innere Verdampfungswärme des Wassers die empirische Formel

$$\varrho = 575{,}4 - 0{,}791\,t$$

aufgestellt.

Beispiel. Wie groß ist die innere Verdampfungswärme von 1 *kg* Wasser bei 100° C?

$$\varrho = 575{,}4 - 0{,}791 \cdot 100$$
$$\varrho = 496{,}3 \text{ Kalorien.}$$

Bei den in den Dampfmaschinen vorkommenden Temperaturen beträgt das Volumen von 1 *kg* Wasser ungefähr 0,001 *cbm*; bezeichnen wir dieses Volumen mit w, und das Volumen von 1 *kg* Dampf mit v, den Druck mit p, dann ist die äußere latente Wärme oder Verdampfung

$$L_a = \frac{p\,(v - w)}{426} \text{ Kalorien,}$$

welche während der Erzeugung von 1 *kg* Dampf unter dem konstanten Drucke p verbraucht wird. Dieselbe ist bei kleineren Drücken geringer als bei größeren.

Dichte und Volumen des Dampfes. Das Indikatordiagramm in Fig. 12 besteht aus zwei Isothermen und Adiabaten. Die pro *kg* der Arbeitssubstanz aufgenommene Wärmemenge war L, und da die Maschine umkehrbar ist, berechnet sich ihr Wirkungsgrad zu

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

und demnach die Fläche des Diagramms, darstellend die geleistete Arbeit, zu

$$L \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

in Wärmeeinheiten, somit in *mkg*

$$L \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_1} \cdot I,$$

worin I das Arbeitsäquivalent ist.

Nimmt man an, daß die Maschine zwischen zwei ungemein naheliegenden Temperaturen T und d T arbeitet, dann geht obiger Ausdruck über in

$$L \cdot \frac{dT}{T} \cdot I.$$

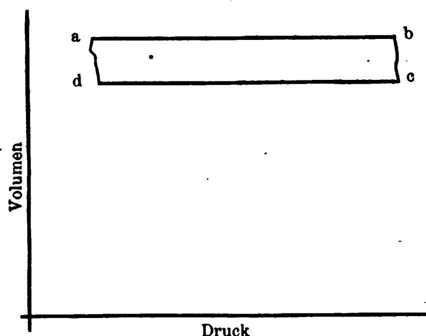


Fig. 12. Indikatordiagramm mit zwei Isothermen und zwei Adiabaten.

Das Indikatordiagramm ist demnach ein schmaler Streifen, Fig. 12, seine Länge a b ist v — w, wenn v das Volumen von 1 *kg* Dampf und w das Volumen von 1 *kg* Wasser ist. Seine Höhe ist d p, wenn d p die Differenz des Druckes in a b und c d bezeichnet. d p ist aber auch zugleich die der Temperaturdifferenz d T entsprechende Druckdifferenz des ge-

sättigten Dampfes, da der Dampf sowohl in a b als auch in c d gesättigt ist.

Falls d p sehr klein wird, dann kann die Fläche des Diagramms durch den Ausdruck bestimmt werden

$$d p (v - w)$$

Da aber diese Fläche der geleisteten Arbeit gleich ist, so ist

$$d p (v - w) = \frac{I \cdot d T \cdot L}{T}.$$

Für ein unendlich kleines Intervall d p hat die Gleichung die Form

$$v - w = \frac{I \cdot L}{T} \cdot \frac{d T}{d p},$$

woraus sich ergibt

$$v = w + \frac{I \cdot L}{T} \cdot \frac{d T}{d p}$$

als ein Mittel zur Berechnung des Volumens der Gewichtseinheit des gesättigten Dampfes, wenn die Werte L und $\frac{d T}{d p}$ für verschiedene Temperaturen bekannt sind.

Durch die Versuche Regnaults wurde L, sowie die Beziehung zwischen T und p bestimmt, so daß es leicht ist das Verhältnis $\frac{d T}{d p}$ zu berechnen, was durch Messung des Winkels der an die p und T Kurve angelegten Tangente geschehen kann.

Diese Gleichung gilt nicht nur für Dampf, sondern auch für andere Arbeitssubstanzen, ja man kann sogar eine feste Arbeitssubstanz voraussetzen, die zuerst auf die Temperatur T gebracht wurde, bei welcher sie zu schmelzen beginnt; die Ausdehnung beim Übergang vom festen in den flüssigen Zustand bildet den ersten Vorgang im Kreisprozesse; die Substanz verrichtet, indem sie einen konstanten Widerstand durch Ausdehnung überwindet, Arbeit. Die Gleichung kann daher für irgend eine Umwandlung der Arbeitssubstanz in der allgemeinen Form geschrieben werden

$$U - u = \frac{I \lambda}{T} \cdot \frac{d T}{d p},$$

worin u das Volumen der Masseneinheit irgend einer Substanz im ersten Zustande bezeichnet, U das Volumen derselben nach der Umwandlung, λ die während der Umwandlung verbrauchte Wärme und $\frac{d T}{d p}$ jenen Betrag darstellt, um welchen die Umwandlungstemperatur (Siedepunkt, Schmelzpunkt) durch Änderung des Druckes, unter dem sich der Vorgang vollzieht, beeinflußt wird.

Dampfbildung unter veränderlichem Drucke. Wir haben gesehen, daß die erforderliche Gesamtwärme zur Bildung von Dampf unter konstantem Drucke sich aus der inneren und äußeren Verdampfungswärme zusammensetzt.

Diese Beziehung bleibt auch bestehen, wenn die Dampfbildung unter veränderlichem Drucke vor sich geht. Zur Überwindung der äußeren Arbeit p (v — w) wurde ein Teil der latenten Wärme verbraucht, der übrige Teil der der latenten Wärme äquivalenten Arbeit

$$\mathrm{I\,L} - p\,(v - w)$$

bildete die Erhöhung der inneren Energie des Dampfes während der Verdampfung von Wasser von der Temperatur t in Dampf von gleicher Temperatur. Bezeichnen wir die Energie mit Iϱ, dann ist:

$$\varrho = L - \frac{p}{I}\,(v - w).$$

Im allgemeinen wird unter innerer Energie die Differenz der von der Substanz aufgenommenen und während der Wärmeaufnahme als äußere Arbeit abgegebenen Wärmemenge verstanden. Bezeichnet man diese innere Energie von 1 *kg* gesättigten Dampfes mit der Spannung p mit J und berücksichtigt hierbei, daß dieselbe gleich ist der Gesamtwärme H vermindert um die äußere latente Wärme, dann erhält man:

$$\mathrm{I\,J} = \mathrm{I\,H} - p\,(v - w),$$

oder

$$J = L + h - \frac{p}{I}\,(v - w),$$

oder

$$J = h + \varrho.$$

Die zur Dampfbildung erforderliche Wärmemenge unter veränderlichem Drucke ist daher:

$$W = J + \frac{1}{I}\int p\,d\,v$$

in Wärmeeinheiten, die Grenzen der Integration bilden das Endvolumen des Dampfes und das Anfangsvolumen des Wassers.

Nasser Dampf. Gewöhnlich haben wir in den Zylindern der Maschinen nicht trockenen gesättigten Dampf, sondern feuchten oder nassen Dampf, indem auf irgend eine Weise größere oder kleinere Mengen Wasser sich dem Dampfe beigemischt haben; dieselben gelangen mit dem Dampfe gleichzeitig zur Wirkung. In jeder solchen Mischung haben Dampf und Wasser die gleiche Temperatur, der Dampf ist also gesättigt. Die »Trockenheit« des feuchten oder nassen Dampfes wird durch den Teilbetrag q des trockenen Dampfes jeder Gewichtseinheit der Mischung aus Dampf und Wasser ausgedrückt.

Kennt man dieses Verhältnis, dann kann man auch leicht die übrigen Konstanten bestimmen:

Latente Wärme von 1 *kg* nassen Dampfes $= q\,L$,
Gesamte Wärme von 1 *kg* » » $= h + q\,L$,
Volumen von 1 *kg* » » $= q\,v + (1 - q)\,0{,}001 \sim q\,v$,
Innere Energie von 1 *kg* » » $= h + q\,\varrho$.

Überhitzter Dampf oder Edeldampf. Wird Wasserdampf so weit erhitzt, daß seine Temperatur bei gegebener Spannung höher ist als die dieser Temperatur entsprechende Sättigungstemperatur, dann haben wir überhitzten Dampf, Edeldampf oder Dampfgas. Sehr stark überhitzter Dampf verhält sich ähnlich wie ein vollkommenes Gas, woraus die Beziehung folgt:

$$p\,v = 47{,}025\,T;$$

ferner ist die spezifische Wärme bei konstantem Drucke $c_p = 0{,}48$ Wärmeeinheiten oder 204,5 *kgm*.

Die Beziehungen zwischen Druck, Volumen und Temperatur nassen Dampfes, dessen Zustand zwischen jenem des gesättigten und vollkommen vergasten Dampfes liegt, wurde experimentell von Hirn[1]) untersucht. Nach Zeuner ist für die absolute Spannung *qkg/qcm* das spezifische Volumen v in *cbm* und die absolute Temperatur T die Beziehung geltend:

$$p\,v + C\,p^{\frac{x-1}{x}} = R\,T\ mkg,$$

worin $C = 0{,}1925$, $R = 0{,}0050\,933$, $x = 1{,}333 = \frac{4}{3}$, $\frac{x-1}{x} = \frac{1}{4}$ zu setzen ist.

Die Gleichung läßt sich schreiben:

$$p\,v = 0{,}0050\,933\,(T - 37{,}79475\,\sqrt[4]{p})\ mkg.$$

Isotherme für Dampf. Die Expansion im Zustande der Verwandelung des Wassers in Dampf ist stets isothermisch, demnach kann Wasserdampf oder eine andere Flüssigkeit nur dann isothermisch expandiert oder komprimiert werden, wenn der Dampf naß ist. Die Isothermen einer Mischung aus Dampf und jener Flüssigkeit, aus welcher der Dampf entstanden ist, sind daher stets Linien gleichen Druckes. In Fig. 13 ist das Diagramm einer isothermischen Expansion dargestellt. Die während der isothermischen Expansion

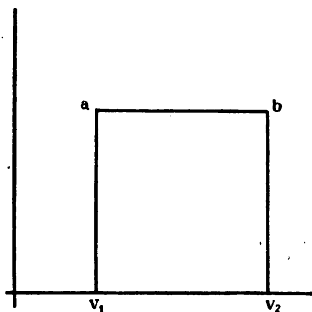


Fig. 13. Diagramm einer isothermischen Expansion.

[1]) Théorie mechanique de la chaleur. Part 5, Volume II.

von a nach b aufzuwendende Wärmemenge ist durch die Fläche v_1 a b v_2 dargestellt. Die äußere Arbeit ist:

$$L = p\,(v_2 - v_1),$$

oder auch

$$L = p \cdot u\,(x_2 - x_1),$$

woraus folgt:

$$x_2 - x_1 = \frac{v_2 - v_1}{u}.$$

Die zugeführte Wärmemenge ist:

$$r\,(x_2 - x_1) = r\,\frac{v_2 - v_1}{u}.$$

Die äußere Verdampfungswärme ist:

$$A\,L = A\,p\,(v_2 - v_1),$$

oder

$$A\,L = A\,p\,u\,(x_2 - x_1)$$

und demnach die innere:

$$\varrho\,(x_2 - x_1).$$

Beispiel. Der Zylinder einer Volldruckmaschine ohne Kondensation habe eine Fläche von 0,174 *qm*, der Kolbenhub betrage 1,048 *m*, die Dampfspannung p = 3,5 Atmosphären und die Zahl der minutlichen Umdrehungen 120. Wie groß ist die theoretische Leistung und verbrauchte Wärmemenge?

Die pro Hub verbrauchte Dampfmenge beträgt:

$$0{,}174 \cdot 1{,}048 = 0{,}182 \; cbm.$$

Demnach ist: $v_2 - v_1 = 0{,}182.$

Die Leistung pro Hub ist:

$$L = p\,(v_1 - v_2) = 10000 \cdot 2{,}5 \cdot 0{,}182 = 4600 \; mkg.$$

Die sekundliche Leistung ist demnach:

$$\frac{2 \cdot 120}{60} \cdot 4600 = 18400 \; mkg.$$

Die verbrauchte Wärmemenge ist:

$$Q = 509 \cdot \frac{0{,}182}{0{,}5} = 183 \text{ Kalorien},$$

da nach der Dampftabelle u = 0,5 (Differenz der spezifischen Volumina von Dampf und Wasser pro *kg* in *cbm*) und $A\,p\,u + \varrho \sim 509$ ist.

Adiabate für Dampf. Die Adiabate für Mischungen aus einer Flüssigkeit und ihren Dämpfen hängt von der Art der Flüssigkeit und von dem Verhältnisse der Flüssigkeit zum Dampfe der Mischung ab. Trockener Dampf wird durch die adiabatische Expansion feucht und feuchter Dampf nimmt an Nässe zu. Bei einer adiabatischen Expansion schlägt sich ein Teil des Dampfes entweder an den Zylinderwandungen oder im ganzen Dampfgemisch in Form kleiner Tautröpfchen als Kondensat nieder. Temperatur und Spannung nehmen ab und nachdem der nicht kondensierte Dampf gesättigt ist, gelten für den

Verlauf der Expansion die für gesättigten Dampf aufgestellten Beziehungen zwischen Druck und Spannung.

Nachstehende Formel dient zur Berechnung des Ausmaßes des Kondensates während einer adiabatischen Expansion und ermöglicht die Aufstellung der Beziehung zwischen Druck und Volumen.

Die Trockenheit des Dampfes von der absoluten Temperatur T_1, sei vor Beginn der Expansion q_1. Fällt infolge der adiabatischen Expansion die Temperatur des Dampfes auf T, dann ist:

$$q = \frac{T}{L}\left(\frac{q_1 L_1}{T_1} + l^n \frac{T_1}{T}\right),$$

worin L und L_1 die latente Wärme des Dampfes von der Gewichtseinheit vor und nach der Expansion bezeichnet.

Diese Formel sei die Gleichung der adiabatischen Expansion oder Kompression genannt. Mit Hilfe dieser Gleichung kann man den Trockenheitsgrad des Dampfes in jedem Stadium und daraus das Volumen berechnen, welches die Mischung einnimmt, wenn sich der Druck bis zu einem gewissen Maße verändert hat.

Beispiel. Anfänglich trockener Dampf von der Spannung 8,10 *kg/qcm* absolut soll adiabatisch expandieren. Das Volumen von 1 *kg* dieses Dampfes ist nach der Tabelle S. 34: 0,264 *cbm* und seine Temperatur 170° C. Es soll die Beziehung zwischen Druck und Volumen bei dem Drucke p = 1,46 *kg/qcm* und der entsprechenden Temperatur 110° C bestimmt werden. Für die adiabatische Gleichung ergeben sich folgende Werte:

$$q_1 = 1$$
$$T_1 = 170 + 273 = 443$$
$$T = 110 + 273 = 383$$
$$L_1 = H_1 - h + 658{,}30 - 171{,}485 = 486{,}815$$
$$L = H - h = 640{,}06 - 110{,}385 = 529{,}675;$$

daraus

$$q = \frac{383}{529{,}675}\left(\frac{1 \cdot 486{,}815}{443} + \log \frac{443}{383}\right)$$
$$q = 0{,}900.$$

Dies sagt, daß $^1/_{10}$ des ursprünglich trockenen Dampfes, während die Spannung von 8,10 auf 1,46 *kg/qcm* sank, kondensierte.

Das Volumen des nicht kondensierten Dampfes von der Spannung 1,46 *kg/qcm* beträgt q v. Nach der Tabelle ist v = 1,19 *cbm*, somit

$$q\,v = 0{,}9 \cdot 1{,}19 = 1{,}71 \ cbm.$$

Wollte man das Gesamtvolumen erhalten, dann müßte man noch das Volumen des Kondensates hinzurechnen. Dasselbe besitzt 1 — q = 0,1 *kg* Wasser und ein Volumen von 0,0001 *cbm*.

Zur Konstruktion der adiabatischen Linie kann man in gleicher Weise beliebig viele solcher Punkte bestimmen.

Durch die adiabatische Expansion sehr nassen Dampfes kann der Wassergehalt desselben als Folge zweier entgegengesetzter Vorgänge vermindert werden, da in demselben Maße, als die Temperatur während der Expansion abnimmt, ein Teil des vorhandenen Dampfes kondensiert und zugleich ein Teil des zu Beginn des Prozesses vorhandenen Wassers verdampft, da dessen anfänglicher Druck höher ist als der Druck, welchen die Mischung am Ende der Expansion hat.

Adiabatische Dampfkurven können in der soeben erörterten Weise berechnet und durch die empirische Gleichung

$$p\, v^n = \text{konstant}$$

dargestellt werden, wobei n so zu wählen ist, daß so erhaltene Adiabaten den wirklichen Kurven möglichst nahe kommen.

n ist abhängig von q_1. Zeuner gibt zur Bestimmung von n die empirische Formel

$$n = 1{,}035 + 0{,}1\, q_1$$

an, und schlägt vor, für die bei gewöhnlichen Dampfmaschinen vorkommenden Druckgrenzen und für sonstige Verhältnisse den Mittelwert

$$n = 1{,}135$$

zu wählen.

Zu bemerken ist noch, daß die Expansion des Dampfes in der Maschine eigentlich nicht adiabatisch vor sich geht, da zwischen den Zylinderwandungen und dem Dampf ein steter Wärmeaustausch vor sich geht.

Trocknung des Dampfes durch Drosselung. Expandiert feuchter Dampf oder trockener Dampf ohne Arbeit zu verrichten und ohne Wärmeaufnahme oder Wärmeabgabe, dann wird feuchter Dampf getrocknet und trockner Dampf überhitzt. Die Ursache dieser Erscheinung liegt darin, daß die gesamte Wärme des Dampfes bei geringerem Drucke kleiner ist als bei höherem. Tritt Dampf durch eine enge Öffnung oder eine Röhre aus, in welcher der Druck p_1 herrscht, in eine Kammer, in welcher der Druck p_2 herrscht, dann findet eine derartige Expansion statt, da der Dampf, indem er z. B. die Verengungen der Rohrleitungen, der Kanäle einer Dampfmaschine passiert, an Spannung verliert und wie man sagt »gedrosselt« wird. Beim Hindurchströmen durch die Querschnittsverengungen bilden sich Wirbel, die hiezu aufgebrachte Energie setzt sich in Wärme um, sobald die Tendenz der Wirbelbildung wieder verschwindet.

Der Betrag, um welchen ursprünglich feuchter Dampf bei der Drosselung getrocknet wird, berechnet sich aus der Gleichung

$$q_1\, L_1 + h_1 = q_2\, L_2 + h_2,$$

daraus

$$q_2 = \frac{q_1\, L_1 + h_1 - h_2}{L_2}.$$

Strömt hochgespannter trockener Dampf aus einem Kessel in die Luft aus, dann wird derselbe an der Austrittsöffnung überhitzt, dann aber infolge Wärmeabgabe an die Luft kondensiert.

Entropie des Dampfes. Die Entropie des Dampfes kann durch die Formel dargestellt werden:

$$\Phi = \int_{T_0}^{T_1} \frac{d\,h}{T} + \frac{q_1\,L_1}{T_1},$$

worin das erste Glied die Entropie darstellt, welche während der Wärmezufuhr des Wassers von T_0 auf $T_1{}^0$ erlangt wird, wenn T_1 die Siedetemperatur bezeichnet, und das zweite Glied stellt die Entropie während der Verdampfung dar. q_1 bezeichnet die Trockenheit des Dampfes. $d\,T$ kann man für $d\,h$ setzen, wenn man die spezifische Wärme des Wassers als Einheit annimmt, man erhält dann integriert:

$$\Phi = l^n\,T_1 - l^n\,T_0 + \frac{q_1\,L_1}{T_1}.$$

Da bei adiabatischer Expansion

$$\Phi = \text{konstant}$$

ist, so erhält man:

$$l^n\,T - l^n\,T_0 + \frac{q\,L}{T} = l^n\,T_1 - l^n\,T_0 + \frac{q_1\,L_1}{T_1},$$

wenn der Dampf bis zu irgend einer Temperatur T adiabatisch expandiert, und daraus

$$\frac{q\,L_1}{T} = \frac{q_1\,L_1}{T_1} + l^n\,\frac{T_1}{T}.$$

Entropie - Temperaturdiagramm. Das Entropie - Temperatur - diagramm wurde zuerst von J. Willard Gibbs[1]) beschrieben und von Mr. J. Marfarlane Gray[2]) auf die Dampfmaschinenprobleme angewendet, neuere Arbeiten über Anwendungen des Entropie-Temperaturdiagrammes wurden von Mollier[3]), Ancona[4]) usw. gemacht.

Die geringe Änderung, welche irgend eine Substanz durch Aufnahme einer kleinen Wärmemenge $d\,Q$ bei einer Temperatur T erfährt, sei mit $d\,\Phi$ bezeichnet; dann ist:

$$d\,\Phi = \frac{d\,Q}{T},$$

oder

$$T\,d\,\Phi = d\,Q$$

---

1) Transact. of the Connecticut Acad. of Sciences, Vol. II, 1873..

2) Proc. Inst. Mech. Eng. 1889.

3) Das Wärmediagramm, Verhandlungen zur Beförderung des Gewerbefleißes 1893; Über die Beurteilung der Dampfmaschinen, das. 1898.

4) Das Wärmediagramm der gesättigten Dämpfe und seine Anwendung auf Heiß- und Kaltmaschinen, Z. d. V. d. I., 1893.

und für unendlich kleine Zustandsänderungen:

$$\int T\,d\,\Phi = \int d\,Q.$$

Die Integration ist zwischen irgend welchen gegebenen Grenzen durchzuführen.

In einem Entropie-Temperaturdiagramm werden T und Φ als Ordinaten aufgetragen, die Fläche unter dieser Kurve ist dann $\int T\,d\,\Phi$; nach obiger Gleichung ist aber diese Fläche gleich $\int d\,Q$, d. h. also, die Fläche unter irgend einem Teil der Entropie-Temperaturkurve ist der ganzen Wärmemenge gleich, welche die Substanz während der Zustandsänderung aufnimmt, welche durch jenen Teil der Kurve dargestellt ist.

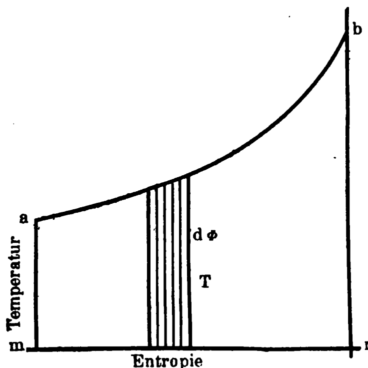


Fig. 14. Entropie-Temperaturdiagramm.

In Fig. 14 sei ein Teil einer Entropie-Temperaturkurve (Φ und T Kurve) a b dargestellt, die Abszissenachse b T entspreche dem absoluten Nullpunkt der Temperatur. Die Fläche d a b c oder $\int T\,d\,\Phi$ zwischen den Grenzen a b ist die Gesamtwärme, welche von der Substanz während der Zustandsänderung von a auf jenen von b aufgenommen wurde. Die Fläche c b a d stellt jene Wärmemenge dar, welche die Arbeitssubstanz während der Zustandsänderung von b auf a abgegeben hat.

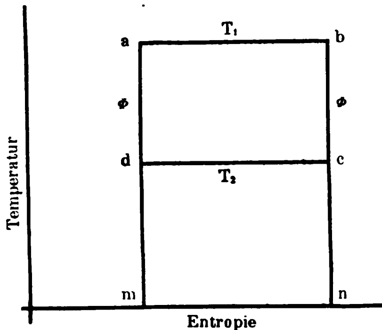


Fig. 15. Entropie-Temperaturdiagramm eines Kreisprozesses.

Die Fläche des Streifens von der Höhe T und der Breite d Φ ist T d Φ = d Q, gleich der aufgenommenen Wärmemenge während der kleinen Entropieänderung d Φ.

In Fig. 15 ist ein Entropie-Temperaturdiagramm eines vollständigen Kreisprozesses dargestellt. Da die Arbeitssubstanz wieder in ihren Anfangszustand zurückkehrt, so bildet dasselbe eine vollkommen geschlossene Figur. Dehnt man die Integration auf den ganzen Kreis aus, dann findet man die Fläche der Figur.

Bezeichnet Q_1 die während des Kreisprozesses aufgenommene und Q_2 die abgegebene Wärmemenge, dann ist:

$$\int T\,d\,\Phi = Q_1 - Q_2,$$

da jedoch $Q_1 - Q_2$ die in Arbeit umgesetzte Wärmemenge bezeichnet, so ist:

$$\int T\,d\,\Phi = W,$$

wenn die Integration wie bereits erwähnt über den ganzen Kreis sich erstreckt und W in Wärmeeinheiten dargestellt wird. Demnach bildet die vom Linienzug eingeschlossene Wärmemenge das Maß für die während des Prozesses geleistete Arbeit. Der Carnotsche Kreisprozeß wird, mit irgend einer Arbeitssubstanz durchgeführt, durch ein Rechteck dargestellt, da die isothermischen Linien des Entropie-Temperaturdiagrammes durch parallele Linien zur Abszissenachse dargestellt sind und die adiabatischen Linien gerade, zur Ordinatenachse parallele Linien konstanter Entropie sind.

Bezeichnet Φ die Entropie des adiabatischen Prozesses der Expansion und Φ' jene der Kompression, dann ist die aufgenommene Wärmemenge:

$$Q_1 = a\,b\,c\,d = T_1\,(\Phi - \Phi'),$$

die abgegebene Wärmemenge:

$$Q_2 = c\,d\,e\,f = T_2\,(\Phi - \Phi'),$$

die geleistete Arbeit:

$$W = a\,b\,c\,d = (T_1 - T_2)\,(\Phi - \Phi'),$$

der Wirkungsgrad:

$$\frac{a\,b\,c\,d}{a\,b\,e\,f} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Werte der Entropie von Wasser und Dampf. In Fig. 16 ist ein Entropiediagramm für Dampf und Wasser dargestellt. Die horizontalen Linien entsprechen der Bildung und Kondensation des Dampfes, die vertikalen Linien stellen die adiabatischen Prozesse dar. Die Entropiekurve des Wassers gibt die Beziehung der Entropie zur Temperatur vor der Dampfbildung, die Entropiekurve des Dampfes gibt dieselbe Beziehung, wenn alles Wasser in Dampf verwandelt ist. Die horizontale Entfernung zwischen den beiden Kurven in irgend einem Punkte oder die Differenz der Entropie des Dampfes Φ_d und jener des Wassers Φ_w stellt den Gewinn an Entropie, $\frac{L}{T}$, während der Verwandlung des Wassers in Dampf dar:

$$\Phi_d - \Phi_w = \frac{L}{T}.$$

Die Zahlenwerte der Entropie beziehen sich auf die Gewichtseinheit von Wasser und Dampf, von 0^0 C des Wassers an gerechnet.

Mittels des Entropiediagrammes für Wasser und Dampf kann das Verhältnis des Wassers in einem beliebigen Stadium während einer adiabatischen Expansion oder Kompression bestimmt und das gewöhnliche Indikatordiagramm oder die Druck- und Volumenkurve für einen adiabatischen Prozeß gezeichnet werden.

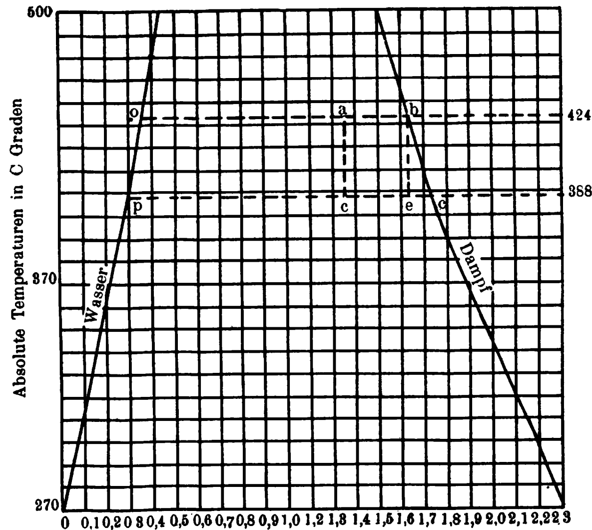


Fig. 16. Entropie-Temperaturdiagramm für Wasser und Dampf.

Tabelle 4. Entropie von Wasser und Dampf.

t	T	Druck in *kg/qcm*	Flüssigkeitswärme h	L innere lat. Wärme	L äußere lat. Wärme	Gesamtwärme H	$\frac{L}{T}$	Φ_w	Φ_d
0	273	0,00625	0	575,4	31,1	606,50	2,221	0	2,221
35	308	0,05687	35	547,4	34,46	617,16	1,891	0,1130	2,004
65	338	0,25417	65,055	524,0	37,37	626,43	1,660	0,1930	1,853
100	373	1,03330	100,275	496,3	40,43	637,00	1,439	0,2690	1,708
125	398	2,3710	125,55	476,6	42,50	644,65	1,304	0,3150	1,619
150	423	4,8690	151,04	456,8	44,52	652,36	1,184	0,3580	1,542
175	448	9,1330	176,65	437,0	46,16	659,81	1,078	0,3950	1,473
200	473	15,8923	202,49	417,2	48,57	668,26	0,985	0,4280	1,413
220	493	23,6439	223,32	401,4	49,83	674,55	0,914	0,4540	1,368

Fig. 17 stelle einen Teil einer Druck-Volumenkurve dar für gesättigten Dampf, und es soll zu dieser Kurve A B C die adiabatische Expansionslinie gesucht werden. Beginnt man z. B. bei A, dann sucht man in der Dampftabelle jene dem Drucke in A entsprechende Temperatur und zieht im Entropiediagramm, Fig. 16, bei der betreffenden absoluten Temperatur die Parallele a b. Für eine beliebige geringere Spannung zieht man nunmehr im Druck-Volumendiagramm

die Horizontale B N, entnimmt der Tabelle wieder die diesem Drucke entsprechende Temperatur und zieht in Fig. 16 die dieser Temperatur entsprechende Linie d e.

Angenommen, der Dampf sei in A trocken, dann erhält man die Trockenheit in B, wenn man durch b eine Vertikale b c′ zieht, durch das Verhältnis $\frac{p\,c'}{p\,c}$. Bestimmt man nun in der Linie B N einen Punkt B′, der so gelegen ist, daß $\frac{N\,B'}{N\,B} = \frac{p\,c'}{p\,c}$ ist, dann ist B′ ein Punkt der adiabatischen Kurve. Diese Konstruktion wird so lange wiederholt, bis man eine entsprechende Anzahl von Punkten hat.

Ist der Dampf anfangs feucht oder naß, dann wird das Anfangsvolumen kleiner als M A, z. B. gleich M E sein, die adiabatische Linie beginnt daher in E. Dieselbe wird wieder in derselben Weise gefunden wie A B′ C′. Das Verhältnis $\frac{N\,B'}{N\,B}$ gibt die Trockenheit des Dampfes der Mischung nach erfolgter adiabatischer Expansion an.

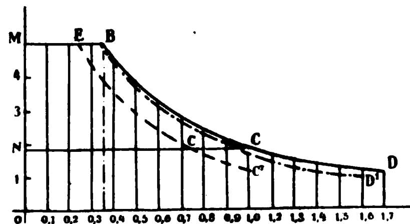


Fig. 17. Druck-Volumenkurve für gesättigten Dampf.

In unserem Diagramm beträgt der Druck in M 5 *kg/qcm* T = 424, in N 1,75 *kg/qcm* T = 338, die zugehörenden Volumen von 1 *kg* Dampf 0,375 und 1 *cbm*. Die Linien a b und c d entsprechen den Temperaturen 424 und 338.

Mittels des Entropie-Temperaturdiagrammes können wir den Kreisprozeß einer Maschine graphisch darstellen und auch die aufgenommene und abgegebene Wärmemenge, sowie die geleistete Arbeit und den Wirkungsgrad bestimmen.

Entropie-Temperaturdiagramm für Dampf, angewendet auf die ideale Dampfmaschine, arbeitend ohne Kompression mit vollständiger Expansion. In dieser Maschine wird der Dampf nach erfolgter vollständiger adiabatischer Expansion von der Temperatur T_2 auf T_1 gebracht und bei dieser Temperatur isothermisch kondensiert und sodann als Wasser in den Kessel gebracht. Zur Bestimmung des Entropiediagrammes beginnen wir mit dem Momente, in welchem das Wasser von der Temperatur T_2 erhitzt wird, dessen Anfangstemperatur T_0 sei. Die Entropie des Wassers (1 *kg*) ist dann bei

irgend einer Temperatur T

$$\int_{T_0}^{T} \frac{d\,h}{T} = \int \frac{\sigma\, d\, T}{T},$$

wenn σ die spezifische Wärme des Wassers bezeichnet. Vernachlässigt man die geringe Änderung der spezifischen Wärme des Wassers bei höheren Temperaturen, dann ist:

$$\text{Entropie des Wassers} = \int_{T_0}^{T} \frac{d\,h}{T} = l^n\, T - l^n\, T_0.$$

Der erste Teil des Diagramms, Fig. 18, ist demnach eine logarithmische Kurve a b von der Eigenschaft

$$T_a = T_2,\ T_b = T_1\ \ \Phi_a = l^n\, T_2 - l^n\, T_0;\ \Phi_b = l^n\, T_1 - l^n\, T_0;$$

$$\Phi_b - \Phi_a = m\, n = l^n\, T_1 - l^n\, T_2.$$

In unserer Figur hat das Wasser die Entropie bei 0° C, $T_a = 313$ ($t = 40$) $p_a = 0{,}075$ *kg/qcm*; $T_b = 463$ ($t = 190°$ C) und $p_b = 12{,}84$ *kg/qcm*.

Die Dampfbildung beginnt in b, b c entspricht daher der Änderung der Entropie der Substanz während der Temperatur T_1, und ist daher gleich $\frac{L_1}{T_1}$, bei unvollständiger Verdampfung $\frac{q_1\, L_1}{T_1}$. Die Linie c d stellt den vollständigen adiabatischen Prozeß bis zur Temperatur T_2 dar, von da an vollendet die Kondensation den Kreisprozeß der Maschine.

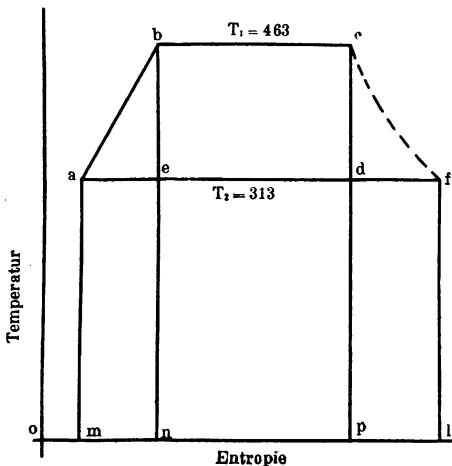


Fig. 18. Entropie-Temperaturdiagramm einer Maschine ohne Kompression, jedoch mit völliger Expansion.

Die während der Erhitzung aufgenommene Wärmemenge ist durch die Fläche m a b n dargestellt, der Verdampfungswärme entspricht die Fläche n b c p, die geleistete Arbeit ist durch die Fläche a b c d a dargestellt und die abgegebene Wärmemenge durch die Fläche p d a m.

Der in Arbeit umgewandelte Teil der aufgenommenen Wärme entspricht der Fläche b c d e und dem Bruche $\frac{b\,e}{b\,n}$ oder $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$.

Würde die Maschine nach dem Carnotschen Kreisprozeß gearbeitet

haben, dann hätten wir das Diagramm e b c d erhalten, die vorliegende Maschine ergibt eine um die Fläche a b c größere Leistung, die jedoch im Verhältnis zur aufgenommenen Wärmemenge klein ist, so daß der Wirkungsgrad der Maschine geringer ist als bei der Carnotschen Idealmaschine.

In Fig. 19 sind weitere Ergebnisse des Entropie-Temperaturdiagrammes dargestellt. Zieht man nämlich eine Kurve c f derart, daß die Entfernung irgend eines Punktes derselben von irgend einem Punkte der Kurve a b parallel zur V Achse gemessen gleich dem Werte $\frac{L}{T}$ dieses Punktes der Kurve a b ist und macht man a f gleich $\frac{L_2}{T_2}$, dann schneidet die Verlängerung von a d die Kurve c f im Punkte f, so daß der Bruch $\frac{a\,d}{a\,f}$ die Trockenheit des Dampfes nach erfolgter, durch c d dargestellter, adiabatischer Expansion angibt. Wäre nämlich der Dampf bei der Temperatur T_2 vollkommen trocken, dann wäre die während der Kondensation abgegebene Wärmemenge gleich der Fläche e f a m, hingegen ist die wirkliche Fläche p d a m, so daß also, wenn q_2 die Trockenheit des Dampfes in dem Stadium des Prozesses bei d bezeichnet, L_2 gleich der Fläche e f a m, $L_2\, q_2$ gleich der Fläche p d a m ist, somit:

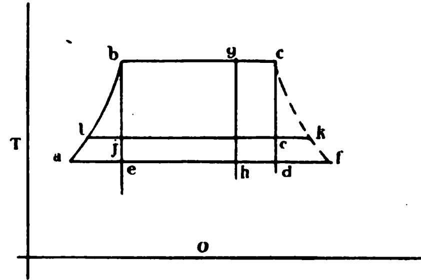


Fig. 19. Entropie-Temperaturdiagramm einer Idealmaschine ohne Kompression, jedoch mit völliger Expansion.

$$q_2 = \frac{a\,d}{a\,f}.$$

Eine Parallele zur V Achse in einem beliebigen Punkt i teilt die Linie in c d in die Teile k i und l i, die proportional den Dampf- und Wassermengen ist, wenn die adiabatische Expansion bis zum Punkte i vorgeschritten ist, so daß daher

$$q = \frac{l\,i}{h\,i}$$

die Trockenheit des Dampfes in diesem Punkte bezeichnet.

Ist der Dampf bei Beginn der adiabatischen Expansion feucht, dann läßt man die Horizontale durch b im Punkte g endigen, der so gelegen sein muß, daß $b\,g = \frac{L_1\, q_1}{T_1}$ oder $q_1 = \frac{b\,g}{b\,c}$ ist. Die Linie g h stellt dann den adiabatischen Prozeß dar, in h ist

$q = \frac{a\,b}{a\,f}$ und das Verhältnis der Mischung des Wassers und Dampfes im Punkte h ist $\frac{h\,f}{a\,f}$.

Im Carnotschen Kreisprozeß muß die Kondensation bei der Temperatur T_2 in jenem Punkte beendigt werden, wenn die adiabatische Kompression die Arbeitssubstanz wieder auf die Temperatur T_1 bringen soll, die durch die Linie c b gegeben ist, die Kompression muß daher beginnen, wenn der Anteil des nichtkondensierten Dampfes $\frac{a\,e}{a\,f}$ beträgt. Das Verhältnis $\frac{l\,j}{l\,k}$ gibt dann die Trockenheit des Dampfes während der adiabatischen Kompression im Punke j des Prozesses an.

Entropie-Temperaturdiagramm einer Maschine ohne Expansion. Die Maschine arbeitet also mit Vollfüllung des Zylinders ohne Expansion. In Fig. 20 ist ein derartiges Entropie-Temperaturdiagramm dargestellt, die Linien a b, b c, c d, d a sind einander korrespondierend. Linie a b entspricht der Erhitzung des Wassers von der Temperatur T_2 auf T_1, b c der Verwandelung des Wassers in Dampf, c d der unvollständigen Kondensation veranlaßt durch die Berührung des Dampfes mit dem Zylindermantel und endlich d a der restlichen Kondensation, während der Kolben seinen Vorwärtshub durchläuft. c d ist eine Linie konstanten Volumens, da der Kolben an seiner Stelle bewegungslos verbleibt und eine Zustandsänderung der Arbeitsflüssigkeit nicht stattfindet.

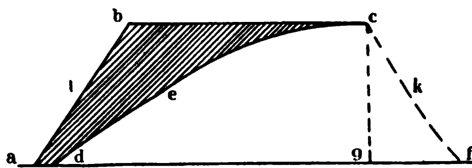


Fig. 20. Entropie-Temperaturdiagramm einer Maschine ohne Expansion.

Um Punkte der Kurve c d zu finden, zeichnet man die Sättigungskurve c f, zieht für irgend eine Temperatur zwischen T_1 und T_2 die Parallele l k, teilt dieselbe im Punkte e derart, daß das Verhältnis $\frac{l\,e}{l\,k}$ die Trockenheit des Dampfes q in dem Momente darstellt, in welchem die Temperatur auf T gesunken ist.

Ist V das Volumen der Gewichtseinheit gesättigten Dampfes bei der Temperatur T, V_1 das Volumen der Gewichtseinheit vor Beginn der Kondensation, dann ist die Trockenheit des Dampfes $q\,V = V_1$; da während des Prozesses c d das Volumen nicht geändert wird, daher gleich V_1, somit ist $q = \frac{V_1}{V}$. Die Lage des Punktes e be-

stimmt sich aus dem Verhältnis:

$$l e = \frac{V_1}{V} l k.$$

Die Fläche c g d stellt die Arbeit dar, verloren durch den Entfall der Expansion.

Der Anfangsdruck in unserem Diagramm ist $p_1 = 12$ *kg/qcm*, der Gegendruck während des Kolbenrücklaufes d a $p_2 = 0{,}2$ *kg/qcm* mit den Temperaturen $T_1 = 460$ und $T_2 = 333$. Ähnlich wäre das Entropie-Temperaturdiagramm einer Maschine mit unvollständiger Expansion zu behandeln.

Entropie-Temperaturdiagramm einer Maschine, arbeitend mit Dampf, gesättigt durch die ganze Expansion. In diesem Fall bleibt infolge des Dampfmantels der Maschine der Dampf während der ganzen Expansion trocken. Das Entropie-Temperaturdiagramm ist für die ganze Expansion durch den Linienzug a b c f der Fig. 18 dargestellt, die Sättigungskurve c f stellt den Expansionsprozeß und die Fläche p c f l die vom Dampfmantel gelieferte Wärmemenge H_d dar. Die geleistete Arbeit ist, wenn die Breite in irgend einer Höhe $\frac{L}{T}$ ist:

$$W = \int_{T_2}^{T_1} \frac{L}{T} \, d T.$$

Wählen wir für die latente Wärme die Form:

$$L = a - b T,$$

dann wird

$$W = \int_{T_2}^{T_1} \frac{a - b T}{T} \, d T = a \, l^n \frac{T_1}{T_2} - b (T_1 - T_2),$$

für a b ist zu setzen

$$a = 797{,}6$$
$$b = 0{,}7$$

nach der Formel

$$L = 606{,}5 - 0{,}7 \, t.$$

Die vom Dampfmantel gelieferte Wärmemenge H_d ist:

die aufgenommene Wärmemenge $= L_1 + h_1 - h_2 + H_m$,

die abgegebene Wärmemenge $= L_2$,

somit:

$$W = L_1 + h_1 - h_2 + H_m - L_2,$$

daraus

$$H_d = W - (L_1 - L_2) - (h_1 - h_2),$$

$$H_d = a \, l^n \frac{T_1}{T_2} - b (T_1 - T_2) - (h_1 - h_2) - (a - b T_1) + (a - b T_2)$$

oder

$$H_d = a\, l^n \frac{T_1}{T_2} - (h_1 - h_2).$$

Der Wirkungsgrad des ganzen Prozesses ist:

$$\frac{a\, l^n \frac{T_1}{T_2} - b\,(T_1 - T_2),}{a\, l^n \frac{T_1}{T_2} + L_1.}$$

Beispiel. Beträgt die Temperatur $T_1 = 458$, der Druck $p_1 = 11{,}5$ *kg/qcm*, $T_2 = 288$ bei einer vollständig durchgeführten adiabatischen Expansion, dann ist:

$$a\, l^n \frac{T_1}{T_2} = 369,$$
$$H_d = 199,$$
$$W = 250,$$

ferner ist für $T_1 = 458$ ($t = 185^0$ C)

$$L = 476,$$

mithin die während des ganzen Prozesses aufgenommene Wärmemenge:

$$Wg = 845 \text{ W.-E.},$$

und der Wirkungsgrad:

$$\eta = 0{,}296,$$

wenn die vom Dampfmantel übertragene Wärme den Dampf erst erreicht, wenn dessen Temperatur unter die höchste Temperatur der Reihe gesunken ist.

Entropie-Temperaturdiagramm überhitzten Dampfes. Bedeutet k die spezifische Wärme des bis zu einer Temperatur T' überhitzten Dampfes von der Temperatur T_1 des gesättigten Dampfes abgerechnet, dann ist die Entropie desselben

$$\int_{T_1}^{T'} \frac{k\, d\, T}{T}.$$

Der Wert von k wird konstant angenommen und beträgt ungefähr 0,5 Wärmeeinheiten, wenn die Überhitzung unter konstantem Drucke, z. B. Dampf in einem Schlangenrohr vom Kessel bis zum Zylinder, vorgenommen wird, es ist dann:

$$k \int_{T_1}^{T'} \frac{d\, T}{T} = k\,(l^n\, T' - l^n\, T_1).$$

In Fig. 21 ist das Entropie-Temperaturdiagramm auf eine Reihe von T' Werten infolge der Überhitzung erweitert, die Linie c r zeigt diese Erweiterung an.

Der Kreisprozeß wird nach erfolgter Überhitzung durch die adiabatische Expansion r s bis auf die Temperatur T_2 und der darauf folgenden Kondensation s a bei dieser Temperatur geschlossen. Infolge der Überhitzung wurde die Fläche der geleisteten Arbeit um d c r s und jene der aufgenommenen Wärmemenge um p c r u vermehrt. Der Wirkungsgrad wird wesentlich nicht erhöht, nachdem die zusätzliche Wärme bei Temperaturen aufgenommen wurde, die etwas höher sind als jene der übrigen aufgenommenen Wärmemenge.

In unserer Figur war eine Überhitzung von 100° C über die Kesseltemperatur angenommen, aber selbst bei dieser Überhitzung erfährt der ideale Wirkungsgrad keine bedeutende Verbesserung. Bei geringerer Überhitzung ist das Verhältnis der zusätzlich aufgenommenen Wärmemenge zur ganzen aufgenommenen Wärmemenge unbedeutend, so daß eine wesentliche Erhöhung des idealen Wirkungsgrades nicht erreicht wird.

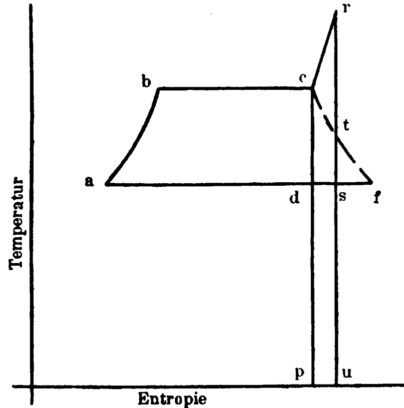


Fig. 21. Entropie-Temperaturdiagramm überhitzten Dampfes.

In Wirklichkeit ist jedoch die Differenz des Wirkungsgrades infolge der Überhitzung merklich größer; jedoch rührt dieser indirekte Einfluß davon her, daß die Kondensation des Dampfes bei Berührung mit den Metallwänden des Zylinders verhindert wird.

Bei der idealen Maschine wird durch Anwendung überhitzten Dampfes eine eigentliche Erhöhung des Wirkungsgrades nicht erreicht, da der größte Teil der Wärme nur bei der Sättigungstemperatur aufgenommen wird, und der Wert derselben für die Umwandlung in Arbeit von der Temperatur abhängt, bei welcher die Wärme aufgenommen wurde, und nicht von jener Temperatur, bis zu welcher die Arbeitssubstanz nachträglich erhöht wurde.

In unserer Figur gibt die adiabatische Linie r s in ihrem Schnittpunkt mit der Kurve c f jenes Expansionsstadium, in welchem der Dampf aufhört überhitzt zu sein. In diesem Punkte ist der Dampf gesättigt und trocken, mit fortschreitender Expansion wird derselbe feucht und am Ende der Expansion beträgt der kondensierte Teil des Dampfes $\frac{s\,f}{a\,f}$. Soll der Dampf am Ende der Expansion noch trocken sein, dann muß die Überhitzung gesteigert werden, deren Höhe in der Weise bestimmt wird, daß man durch den Punkt f eine

Senkrechte zieht und diese zum Schnitt mit der Fortsetzung der Kurve c r bringt.

Gesamtwärme des überhitzten Dampfes. Rankine gab für die Gesamtwärme des überhitzten Dampfes die Formel:

$$H' = 606{,}50 + 0{,}48\ t'.$$

Zu diesem Ergebnis gelangt man auf folgende Weise. Regnaults Versuche legten klar, daß Dampf von niedriger Spannung sich bei Überhitzung wie ein vollkommenes Gas verhält, daß ferner die spezifische Wärme bei 0° C gesättigten Dampfes und unter konstantem Drucke überhitzten Dampfes als konstant und gleich 0,48 angenommen werden kann.

Verdampft man demnach Wasser bei 0° C unter konstantem Drucke, dann erhält man die Gesamtwärme des Dampfes zu 606,5 nach obiger Formel. Nimmt man nunmehr t′ als sehr hoch an, dann wird sich der Dampf auch dann noch wie ein vollkommenes Gas verhalten, wenn der Druck sich ändert. Demnach ist die totale Wärme des überhitzten Dampfes unabhängig von der Spannung desselben, wenn sich der genügend hoch überhitzte Dampf wie ein vollkommenes Gas verhält.

Kann sich in einem imaginären Kreisprozeß der Druck p_1 auf den Druck p_2 bei der konstanten Temperatur t′ verändern, dann wird zunächst Dampf bei dem Drucke p_1 gebildet und auf die Temperatur t′ überhitzt. Ist v_1 das Volumen des überhitzten Dampfes von der Temperatur t′ und der Spannung p_1, H'_1 die während dieses Prozesses aufgenommene Wärmemenge, dann ist die zur Erzeugung des Dampfes erforderliche Arbeit $p_1\, v_1$. Läßt man nunmehr den überhitzten Dampf isothermisch auf das Volumen v_2 bei der Spannung p_2 expandieren, dann ist $p_1\, v_1 = p_2\, v_2$ und die während der Expansion aufgenommene Wärmemenge äquivalent der geleisteten Arbeit, vorausgesetzt, daß der Dampf sich wie ein vollkommenes Gas verhält,

$$\int_{v_1}^{v_2} p\, d\, v \text{ oder } R\, T_1 \log \frac{v_2}{v_1}.$$

Läßt man nunmehr den Dampf unter konstantem Drucke p_2 sich kondensieren, und ist hierbei die abgegebene Wärmemenge H'_2, dann ist dies zugleich die totale Wärme des bei der Temperatur t′ überhitzten Dampfes gebildet unter dem konstanten Drucke p_2. Die abgeführte Arbeit während der Kondensation beträgt $p_2\, v_2$. Wird der Druck von p_2 auf p_1 wieder erhöht, dann ist der Kreisprozeß hierdurch geschlossen.

Es ergab sich demnach für den Kreisprozeß:

aufgenommene Wärmemenge + auf Gas übertragene Arbeit =
= abgegebene Wärmemenge + vom Gas geleistete Arbeit,

oder

$$H'_1 + R\,T'\,l^n \frac{v_2}{v_1} + p_2\,v_2 = H'_2 + p_1\,v_1 + R\,T'\,l^n \frac{v_2}{v_1},$$

da

$$p_1\,v_1 = p_2\,v_2,$$

so ist auch

$$H'_1 = H'_2.$$

Demnach bleibt für gleiche Überhitzungstemperaturen die totale Wärme des Dampfes dieselbe, ob der Druck hierbei konstant bleibt oder nicht.

Bei den gebräuchlichen Dampfmaschinenspannungen müßte die Überhitzung des Dampfes, damit er sich wie ein vollkommenes Gas verhielte und Rankines Formel anwendbar wäre, ungewöhnlich hoch getrieben werden. Es scheint daraus hervorzugehen, daß die gebräuchliche Annahme der Unveränderlichkeit der spezifischen Wärme überhitzten Dampfes falsch ist, was experimentell nachweisbar sein dürfte.

Carnots Kreisprozeß mit Dampf als Arbeitsflüssigkeit. Wir nehmen wie früher einen Zylinder aus wärmedichtem Material an, nur dessen Boden sei hiervon ausgeschlossen. A sei eine Wärmequelle von der Temperatur T_1, C ein Kondensator von der Temperatur T_2, B endlich ein wärmedichter Boden. Im Zylinder befinde sich 1 *kg* Wasser von der Temperatur T_1.

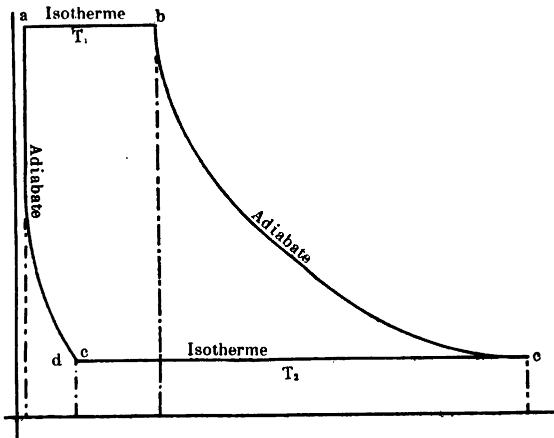


Fig. 22. Carnots Kreisprozeß mit Dampf durchgeführt.

Der Kreisprozeß kann nun folgendermaßen durchgeführt gedacht werden.

1. A trete an Stelle des Zylinderbodens, der Kolben bewege sich nach b, siehe Fig. 22, unter konstantem Drucke p_1. Das Wasser nimmt von A Wärme auf, verwandelt sich in Dampf und expandiert isothermisch bei der konstanten Temperatur T_1.

2. An Stelle von A trete der wärmedichte Boden B, die Expansion setzt sich von b nach c adiabatisch fort, Spannung und Tem-

peratur nehmen ab, bis in c der Dampf die Temperatur T_2 erreicht hat bei der Spannung p_2, die mit der Temperatur T_2 des Kondensators c korrespondiert.

3. An Stelle von B trete nunmehr C und durch den Rückgang des Kolbens werde die Kompression eingeleitet, der Prozeß verläuft bei konstanter Temperatur T_2 isothermisch bei gleichfalls konstantem Drucke p_2 bis d. Dieser Punkt ist so gelegen, daß die bei ihm beginnende adiabatische Expansion den Kreisprozeß schließt.

4. An Stelle von C trete wieder B, die Kompression werde fortgesetzt und in dem vollkommen wärmedichten Gehäuse verläuft der Prozeß adiabatisch. Die Arbeitssubstanz kehrt in a in ihren Anfangszustand wieder zurück.

In unserer Figur entspricht p_1 einem Drucke von 6,32 *kg/qcm* $T_1 = 433$, $p_2 = 1{,}03$ *kg/qcm* und $T_2 = 373$.

Da der Prozeß umkehrbar ist und Wärme nur bei der höchsten Temqeratur T_1 aufgenommen und bei der tiefsten Temperatur T_2 abgegeben wurde, so ist der Wirkungsgrad:

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Die pro *kg* der Arbeitssubstanz aufgenommene Wärmemenge ist L_1, und die geleistete Arbeit ist äquivalent der Wärmemenge

$$L_1\left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right).$$

Die von den Diagrammlinien eingeschlossene Fläche muß diesem Ergebnis entsprechen.

Denkt man sich den Prozeß derart durchgeführt, daß die Arbeitssubstanz in a b aus einer Mischung von Dampf und Wasser besteht, dann ist die aufgenommene Wärmemenge $(q_b - q_a)$ L, und da der Prozeß umkehrbar ist, ist die Diagrammfläche

$$a\,b\,c\,d\,a = \frac{L\,(q_a - q_b)\,(T_1 - T_2)}{T_1}.$$

Bei allen vollkommenen Wärmemaschinen ist der Wirkungsgrad nur von den Grenztemperaturen abhängig, zwischen welchen der Prozeß der Arbeitssubstanz verläuft. Das Verhältnis der von einer solchen Maschine in Arbeit verwandelten Wärmemenge zur aufgenommenen Wärmemenge ist daher nur von den beiden Temperaturgrenzen und somit von den Spannungen abhängig, bei welchen Dampf erzeugt und Dampf kondensiert wird.

Die Temperatur der Kondensation ist durch den Umstand begrenzt, daß die abzuführende Wärmemenge von einer stetig reichlich zu erneuernden Substanz absorbiert werden muß, damit T_2 möglichst konstant erhalten werden kann. Gewöhnlich wählt man Wasser hiezu

und die untere Temperaturgrenze ist demnach durch die Temperatur des Wassers bestimmt.

Die obere Temperaturgrenze von T_1 und somit auch von p_2 wird praktisch durch mechanische Schwierigkeiten wie Dichtung, Schmierung usw. begrenzt. Bei Maschinen und Kesseln gewöhnlicher Konstruktion arbeitet man mit 15 *kg/qcm* abwärts, L. Perkins konstruierte sich eine eigene Maschine und arbeitete mit 35 *kg/qcm.*

Demnach ist die obere Temperaturgrenze für Wasserdampf etwa $T_1 = 473^0$ ($= 200^0$ C). Da die Verbrennung bei hoher Temperatur erfolgt, ein großer Teil der Wärme aber vor Umwandlung derselben in Arbeit geopfert werden muß, so ist in der Thermodynamik der unvermeidliche Temperaturabfall zwischen Feuerung und Kessel der schwächste Punkt des Dampfbetriebes.

Die Kondensationstemperatur nimmt man gewöhnlich zu $T_2 = 287^0$ ($= 15^0$ C) an. Demnach hängt der Wirkungsgrad einer idealen mit gesättigtem Dampfe arbeitenden Maschine von dem Werte der Spannung p_1 wie folgt ab:

p_1 *kg/qcm*	3	6	9	12	15
absolute Temperatur . . .	405,8	431	447,4	460	470
höchster idealer Wirkungsgrad	0,29	0,332	0,355	0,374	0,387

In Wirklichkeit können jedoch diese Werte niemals erreicht werden. Diese Zahlen können als Anhaltspunkte für einen Vergleich der Leistungsfähigkeit verschiedener Wärmekraftmaschinen benutzt werden.

3. Abschnitt.

Theorie der Dampfturbinen.

Strömende Bewegung des Dampfes.[1]) In Fig. 23 seien A_1 und A_2 zwei beliebige Querschnitte F_1 und F_2 des Dampfstromes einer im Beharrungszustande arbeitenden Turbine, p_1, p_2 seien die Drucke, v_1, v_2 die Volumen pro Gewichtseinheit, w_1, w_2 die Geschwindigkeiten und u_1, u_2 die inneren Energien oder Arbeitsfähigkeiten. Während der unendlich kleinen Zeit $d\,t$ werde zwischen den Stellen A_1 und A_2 die äußere Nutzarbeit $d\,t\,E$ geleistet und die Wärmemenge $Q_s\,d\,t$ nach außen abgegeben. Die Querschnitte A_1, A_2 verschieben sich aber innerhalb dieser Zeit nach B_1, B_2, es strömt eine Dampfmasse vom Gewichte $d\,t\,G$ *kg* hindurch. Die Gesamtenergie der zu Beginn des Zeitelementes A_1, A_2 eingeschlossenen Dampfmasse findet sich wieder in der Gesamtenergie zu Ende des Zeitelementes und in der nach außen abgegebenen Arbeit und Wärmemenge; die Gesamtenergie der zwischen A_2 und B_1 eingeschlossenen Dampfmenge ist zu Beginn und Ende des Vorganges gleich groß; fügen wir zur Nutzarbeit noch den Anteil hinzu, die der Oberflächendruck in den verschiedenen Querschnitten bei A_1, A_2 positiv oder negativ geleistet hat, dann erhalten wir die Gleichung:

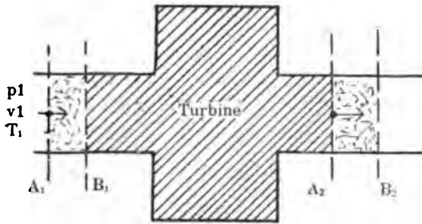


Fig. 23. Strömende Bewegung des Dampfes.

$$G\,d\,t\,u_1 + \frac{A\,G\,w_1^{\,2}}{g\,2} = A\,G\,E\,d\,t + G\,Q_s\,d\,t\,u_2 + \frac{A\,G}{g}\,\frac{w_2^{\,2}}{2} +$$
$$+ A\,F_2\,p_2\,w_2\,d\,t - A\,F_1\,p_1\,d\,t,$$

worin A das mechanische Wärmeäquivalent und g die Beschleunigung der Schwere bezeichnet. Da

$$G = \frac{F_1\,w_1}{v_1} = \frac{F_2\,w_2}{2},$$

[1]) Stodola, Z. d. V. d. I., 1903, S. 1 u. ff. Stodola, ebenda, 1903, S. 1787. Lewicki, ebenda, 1903, S. 525 u. ff. Guthermuth, ebenda, 1904, S. 75. Prandtl, ebenda, 1904, S. 348.

so erhält man aus diesen Gleichungen:

$$[u_1 + A p_1 v_1] - [u_2 + A p_2 v_2] = A E + Q_s + A \left[\frac{w_2^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g}\right].$$

Bei A_1, A_2 kann sich der Dampf in nassem, gesättigtem oder überhitztem Zustand befinden, stets ist jedoch

$$\lambda = u + A p v$$

jene Wärmemenge, welche erforderlich ist, um 1 *kg* Wasser von 0° C in Dampf bei konstantem Drucke p zu verwandeln und es im Zustand p v zu erhalten.

Nach Zeuner stimmt λ in der Bezeichnung mit der gesamten Verdampfungswärme überein, wenn der Dampf trocken gesättigt ist, wenn das spezifische Volumen des gesättigten Dampfes und des flüssigen Wassers vernachlässigt wird, was zulässig ist.

Ist σ das Volumen des gesättigten Dampfes, dann gilt für nassen Dampf

$$\lambda = u + A p x \sigma = q + x \varrho + A p x \sigma = q x r,$$

für überhitzten

$$\lambda = q + r + c_p (T - T_s),$$

worin T_s die absolute Temperatur des gesättigten Dampfes, T jene des überhitzten bezeichnet. Bezeichnet man λ als »Dampfwärme«, dann ist die Abnahme der Dampfwärme dem Betrage nach gleich dem Wärmewert der gewonnenen Nutzarbeit, zugleich der nach außen abgegebenen Wärme und der Zunahme an kinetischer Energie.

Die Grundgleichung lautet also:

$$\lambda_1 - \lambda_2 = A E + Q_s + A \left[\frac{w_2^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g}\right] \quad . \; . \; . \quad 1)$$

Wird weder Wärme abgegeben noch Nutzarbeit verrichtet, ist also reine Strömung vorhanden, dann erhält man:

$$\frac{w_2^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g} = \frac{1}{A} [\lambda_1 - \lambda_2] \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

d. h. die Zunahme der Strömungsenergie ist bei arbeitsloser adiabatischer Strömung gleich dem Arbeitswert der Abnahme der Dampfwärme pro *kg* Dampf.

Diese Gleichung ist somit für die Strömung in einer Düse und einem einzelnen Leitrad oder Laufradkanal anwendbar.

Die zweite grundlegende Beziehung ist durch die Gleichung:

$$d Q + d R = d u + A p d v \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 3)$$

gegeben, worin d Q die dem Dampfe von außen zugeführte Wärmemenge während einer unendlich kleinen Zustandsänderung bedeutet, d R bezeichnet den Wärmewert der durch Reibung an den Wänden, durch Wirbelungen im Inneren usw. aufgezehrten Arbeit bezw. lebendigen Kraft, welche in Wärme umgesetzt wird und den Zustand des

Dampfes genau so beeinflußt, als wäre die betreffende Wärmemenge von außen zugeführt worden. Wenn $dQ = 0$ und $dR = 0$ ist, dann führt der Dampf eine reibungsfreie adiabatische Zustandsänderung aus.

Zu beachten ist, daß die Reibungsarbeit $R : A$ nicht den wahren Verlust an Bewegungsenergie darstellt, wie aus nachfolgendem zu ersehen ist.

In Fig. 24 wollen wir eine adiabatische widerstandslose Strömung mit dem Anfangszustande $p_1\, v_1$ und dem Endzustande $p_2\, v_2$ betrachten. Die erreichte Endgeschwindigkeit sei w'_2, die Dampfwärme λ'_2.

Fig. 24. Adiabatische, widerstandslose Strömung.

Somit haben wir die Beziehung:

$$\frac{w'^2_2}{2\,g} = \frac{w_1^2}{2\,g} + \frac{1}{A}\,(\lambda_1 - \lambda'_2).$$

Vergleichen wir hiermit eine andere, vom gleichen Anfangszustand ausgehende mit Widerständen verbundene Bewegung, die beim Enddruck p_2 ein anderes Volumen v_2, eine andere Geschwindigkeit w_2 und eine andere Dampfwärme λ_2 aufweist, dann ist:

$$\frac{w_2^2}{2\,g} = \frac{w_1^2}{2\,g} + \frac{1}{A}\,(\lambda_1 - \lambda_2).$$

Der Verlust an lebendiger Kraft ist demnach:

$$\frac{1}{A}\,Z = \frac{w'^2_2}{2\,g} - \frac{w_2^2}{2\,g} = \frac{1}{A}\,(\lambda_2 - \lambda'_2),$$

somit

$$Z = \lambda_2 - \lambda'_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

d. h. der Wärmewert des Energieverlustes Z ist jene Wärmemenge, die notwendig ist um 1 *kg* Dampf aus der reibungsfreien adiabatischen Expansion in den wirklichen Zustand überzuführen.

Gleichung 3) kann nunmehr auch in der Form geschrieben werden:

$$dQ + dR = du + A\,d\,p\,v = d\lambda - A\,v\,dp \quad . \quad . \quad . \quad 3a)$$

Wenn $dQ = dR = 0$, dann ist die Bewegung widerstandslos; die Integration zwischen A_1 und A_2 ergibt:

$$0 = \lambda'_2 - \lambda_1 - \int_1^2 A\,v'\,dp,$$

worin v' ein zu p gehörendes Volumen bezeichnet.

Ist $dR > 0$, dann ist:

$$R = \lambda_2 - \lambda_1 - \int_1^2 A\,v\,dp,$$

worin v sich auf $A_1 A_2$, d. h. die tatsächliche Expansionslinie bezieht. Aus beiden Gleichungen folgt:

$$R = \lambda_2 - \lambda'_2 - A \left[\int_1^2 v\,d\,p - \int_1^2 v'\,d\,p\right]$$

oder

$$R = Z + \text{Wärmewert der Arbeitsfläche } A_1 A_2 A'_2 \quad . \quad . \; 3b)$$

Demnach ist der effektive Verlust an kinetischer Energie gegenüber der reibungsfreien adiabatischen Expansion um den Inhalt der Arbeitsfläche $A_1 A_2 A'_2$ geringer als der Betrag der Reibungsarbeit, da letztere stets in Wärme umgewandelt wird und hierdurch in den jeweilig folgenden Zeitelementen noch einen Betrag zur Nutzarbeit leisten kann.

Aus Gleichung 3a) und Gleichung 1) geht mit $d\,Q = 0$ und Q_8 noch die Beziehung hervor:

$$\lambda_1 - \lambda_2 = A\left(\frac{w_2^2}{2\,g} - \frac{w_1^2}{2\,g}\right) = -A\int_1^2 v\,d\,p - R \quad . \quad . \; 3c)$$

Bewegung des Dampfes in Düsen. Fließt eine elastische Flüssigkeit aus einer Mündung heraus, dann kann die Geschwindigkeit in der Mündungsebene, die Schallgeschwindigkeit, welche dem Gaszustande in der Mündung entspricht, nicht übertroffen werden, so daß daher der Druck in der Mündung nur etwas über die Hälfte des Anfangsdruckes sinkt, auch wenn ein noch so gutes Vakuum vorhanden ist. De Laval wendet zur Umsetzung des ganzen Druckes in Geschwindigkeit kegelförmige, divergente Ansatzdüsen an.

Prof. Stodola unternahm, um über die wahren, durch die Bewegungswiderstände bedingten Vorgänge eine Aufklärung zu verschaffen, eine Anzahl von Versuchen an kegelförmig erweiterten Düsen.

Die Bewegungswiderstände, insbesondere der Verlust an Strömungsenergie bis zu einem Querschnitt f s, können rechnerisch unter der Voraussetzung ermittelt werden, daß die Drücke und Geschwindigkeiten in den einzelnen Punkten des Querschnittes wenig verschieden sind, um die Einführung von Mittelwerten zu ermöglichen.

Bezeichnen nun:

p_1, t_1, x_1 Druck, Temperatur, spez. Dampfmenge vor der Düse (beobachtet),

p_2 den Druck im Querschnitt fx (beobachtet),

G das durchströmende Dampfgewicht in *kg*/sek.,

λ_1 die Dampfwärme vor der Düse,

w_1 die Geschwindigkeit vor der Düse.

Der Dampf sei im Querschnitt fx naß, mit der unbekannten spez. Dampfmenge x; es ist dann:

$$\lambda_x = q + x\,r.$$

Die Energiegleichung liefert:

$$A\,\frac{w_x^2}{2\,g} = A\,\frac{w_1^2}{2\,g} + \lambda_1 - (q + x\,r) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

Die Stetigkeit verlangt:

$$G = \frac{f\,x\,w_x}{v_x}$$

oder

$$G \sim \frac{f\,x\,w_x}{\sigma\,x} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

worin σ die Differenz des Volumens von 1 *kg* Dampf gegen 1 *kg* Wasser gleichen Zustandes bedeutet. Setzt man x aus Gleichung 6) in Gleichung 5) ein, dann erhält man:

$$A\,\frac{w_x^2}{2\,g} = A\,\frac{w_1^2}{2\,g} + (\lambda_1 - q) - \frac{f\,x\,v}{G\,\sigma}\,w_x \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

woraus w_x zu berechnen ist. w_1 ist hierbei durch den Anfangszustand und G bestimmt, das Glied $\frac{w_1^2}{2\,g}$ bildet bei Versuchen nur eine unbedeutende Berichtigung.

Aus Gleichung 6) findet man:

$$x = \frac{f\,x\,w_x}{G\,\sigma}$$

und

$$\lambda = q + x\,r.$$

Die spez. Dampfmenge x' bei adiabatischer Expansion vom Anfangszustande auf den Druck p_x berechnet, findet man:

$$\lambda'_x = q + x'\,r.$$

Der Energieverlust beträgt:

$$Z = \lambda_x - \lambda'_x = (x - x')\,r.$$

Mit Hilfe der vorhergehenden Formel mit der anfänglichen Dampfwärme λ findet man die Geschwindigkeit w aus der Formel:

$$A\,\frac{w^2}{2\,g} = \lambda_1 - \lambda_x,$$

wenn man die sehr kleine anfängliche Dampfgeschwindigkeit vernachlässigt. Das spez. Volumen v ist angenähert $x\,\sigma$, die Kontinuitätsgleichung $G\,v = f\,w$ gibt den Querschnitt, aus welchem der zugehörige Abstand in der Düsenachse ermittelt werden kann.

In derselben Weise wird gerechnet zur Darstellung des Druckverlaufes, wenn z. B. ξ Bruchteile als Energieverlust angenommen

worden sind. Für den Zwischendruck p_x erfährt die spez. Dampfmenge eine Vergrößerung von

$$\varDelta x = \zeta \frac{(\lambda_1 - \lambda'_x)}{r},$$

so daß

$$x\zeta = x + \varDelta x$$

und die Geschwindigkeit wird aus der Formel

$$A \frac{w^2}{2g} = (1 - \xi)(\lambda_1 - \lambda'_x)$$

ermittelt.

I. Widerstandslose adiabatische Strömung:

Druck	$p_x =$	2	1,5	1	0,7	*kg/qcm*
Spez. Dampfmenge . . .	$x =$	0,9172	0,9025	0,8825	0,8668	
Geschwindigkeit	$w =$	764,2	823,0	894,5	950,2	*m*
Entfernung in der Düsenachse	$L =$	19,8	28,2	42,7	58,2	*mm*

II. Strömung mit 10 vom Hundert Energieverlust:

Druck	$p_x =$	1	0,7	0,5	0,3	0,2	*kg/qcm*
Spez. Dampfmenge . . .	$x =$	0,9007	0,8868	0,8750	0,8564	0,8438	
Geschwindigkeit.	$w =$	848,8	901,5	946,2	1010	1054	*m*
Entfernung in der Düsenachse	$L =$	46,6	63,2	81,7	115,6	149,0	*mm*

Für technische Probleme empfiehlt es sich den Widerstandskoeffizienten einzig auf den kinetischen Verlust zu beziehen, und näherungsweise ist daher bei einem zylindrischen Rohr der Ansatz:

$$Z = A\,\xi \frac{l\,w^2}{d\,2\,g} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 8)$$

anwendbar. Für konische Düsen hat man, da es sich um einen Ringquerschnitt handelt, an Stelle von $d\,2\,g$ den Wert $d\,l\,\frac{U}{4\,F}$ zu setzen, worin U die Summe der Umfänge der Düse und des Meßrohres und F den Flächeninhalt des Querschnittes bezeichnet.

Die Pressung am Strahlenrande ist nahezu gleich groß, wie die gemessene Pressung in der Strahlmitte.

Durch teilweises Schließen eines zwischen Düse und Kondensator angebrachten Ventils kann man einen beliebig hohen Gegendruck erzeugen. Es tritt hiebei eine große Drucksteigerung auf, indem die mit großer Geschwindigkeit begabten Dampfteilchen gegen eine ungenügend rasch ausweichende Dampfmasse stoßen und hiebei auf höheren Druck verdichtet werden.

Dampfstoß. In Fig. 25 ströme der Dampf mit der Geschwindigkeit w_1, dem spez. Gewicht γ_1 und dem Drucke p_1 gegen die im Raum stillstehende Ebene C, auf der anderen Seite seien die Größen w_2, p_2, g_2. Betrachtet man nunmehr das Element $A_1\,A_2$, so wird dasselbe in der unendlich kleinen Zeit dt nach $A_2\,B_2$ verschoben, der Zuwachs der Bewegungsgröße ist nunmehr:

$$\left(f\,w_2\,d\,t\,\frac{\gamma_2}{g}\right)w_2 - \left(f\,w_1\,d\,t\,\frac{\gamma_1}{g}\right)w_1 = f\,(p_1 - p_2)\,d\,t,$$

oder

$$w_2{}^2\,\gamma_2 - w_1{}^2\,\gamma_1 = g\,(p_1 - p_2) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 9)$$

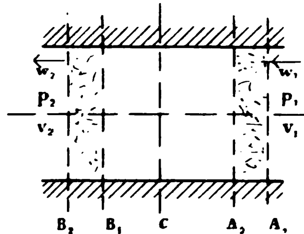


Fig. 25. Dampfstoß.

wozu noch die Gleichung der Stetigkeit für den Beharrungszustand tritt

$$w_1\,\gamma_1 = w_2\,\gamma_2 \quad . \; . \; . \quad 10)$$

so daß somit

$$w_1 = \sqrt{\frac{p_1 - p_2\,\gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2\,\gamma_1}}$$

$$w_2 = \sqrt{\frac{p_1 - p_2\,\gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2\,\gamma_1}},$$

woraus man folgern könnte, daß p_1, p_2, γ_1 und γ_2 beliebig gewählt werden dürften und das Vorkommen des Stoßes nur an das Einhalten der Geschwindigkeiten w_1 und w_2 gebunden wäre.

Das Vorkommen des Dampfstoßes bedingt bedeutende innere Energieverluste, so daß die Gleichung

$$\frac{w_2{}^2 - w_1{}^2}{2\,g} = -\int_{p_1}^{p_2} v\,d\,p - R,$$

oder

$$\frac{w_1{}^2 - w_2{}^2}{2\,g} = \lambda_1 - \lambda_2 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 11)$$

benutzt werden muß.

Die Gleichungen 9), 10), 11) bestimmen dann drei Veränderliche. Es ist dadurch z. B. bei gewähltem Anfangszustand $p_1\,x_1\,w_1$ der Endzustand vollständig (durch $p_2\,x_2\,w_2$, woraus λ_2 und R sich ergeben) bestimmt.

Einfluß der Düsenerweiterung. Die Verhältnisse gestalten sich ganz anders, wenn man die Düse derart konisch erweitert, daß im Querschnitte f_2, siehe Fig. 26, ein bestimmter selbstverständlich kleinerer Druck p_2 herrsche, z. B. der Druck im Turbinenraum. Läßt man die Düse im Querschnitt f_2 enden, dann verläßt der Dampf mit dem Drucke p_2 die Mündung, womit wesentliche Vorteile verbunden sind.

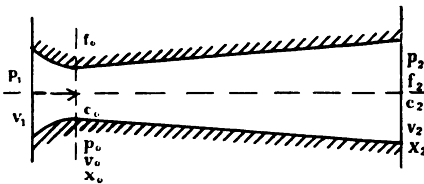


Fig. 26. Düsenerweiterung.

Ist der Druck im Turbinenraum p_2 und der Druck im Einströmraume mit p_1, der Druck an der engsten Stelle der Düse mit p_0

gegeben, dann ist die Durchflußgeschwindigkeit c an einer beliebigen Stelle der Düse, Fig. 26, und mithin auch die Ausflußgeschwindigkeit an der Mündungsstelle f_2 durch die Gleichung:

$$c_2 = \sqrt{2\,g\,\frac{\mu}{\mu-1}\,p_1\,v_1\left(1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}\right)},$$

sowie durch

$$c_0 = \sqrt{2\,g\left(\frac{\mu}{\mu-1}\right)p_1\,v_1}.$$

gegeben.

Daraus folgt das Verhältnis beider Geschwindigkeiten:

$$\frac{c_2}{c_0} = \sqrt{\frac{\mu+1}{\mu-1}\left(1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}\right)} \quad \ldots\ldots \quad 12)$$

Die Durchflußmenge G in *kg* pro Sekunde ist demnach:

$$G = f\sqrt{2\,g\,\frac{\mu}{\mu-1}\left(\frac{p_1}{p_2}\right)\left(\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{\mu}}-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\mu+1}{\mu}}\right)} \quad 13)$$

G muß für alle Querschnitte denselben Wert haben, daher erhält man

$$\frac{f_2}{f_0}\sqrt{\frac{\left(\frac{\mu-1}{\mu+1}\right)\left(\frac{2}{\mu+1}\right)^{\frac{2}{\mu-1}}}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{\mu}}-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\mu+1}{\mu}}}} \quad \ldots\ldots \quad 14)$$

Durch Einsetzung des Wertes[1]) für $\mu = 1{,}135$ für trocken gesättigten Dampf und $\mu = 1{,}3333$ für überhitzten Dampf erhält man:

$$\frac{c_2}{c_0} = 3{,}9768\sqrt{1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{0{,}1189}} \quad \ldots\ldots \quad 15)$$

$$\frac{f_2}{f_0} = \frac{0{,}1550}{\sqrt{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1{,}762}-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1{,}881}}} \quad \ldots\ldots \quad 16)$$

Die spez. Dampfmenge im Austrittsquerschnitte f_2 ist, da $x = 1$

$$\lambda_2 = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{0{,}05826}.$$

[1]) Zeuner, Technische Thermodynamik 1902, 2. Bd., S. 80 u. Fortsetzung; $\mu = 1{,}135$ für trockenen gesättigten Dampf.

Für überhitzten Dampf von der Zustandsgleichung,

$$p\, v^{1,333} = p_1\, v_1^{1,333}$$

ist

$$\frac{c_2}{c_0} = 2,6458 \sqrt{1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{0,25}} \quad \ldots \ldots \quad 17)$$

und

$$\frac{f_2}{f_0} = \frac{0,2380}{\sqrt{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1,5} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1,75}}} \quad \ldots \ldots \quad 18)$$

Die Verlängerung der Düse über den günstigsten Querschnitt hinaus, der bei gegebenem Druckverhältnis $\frac{p_1}{p_2}$ das Maximum an Strömungsenergie ergibt, wäre für den Wirkungsgrad der Turbine ungünstig.

Thermodynamischer Wirkungsgrad. Vergleicht man die effektive Leistung L_e einer Dampfturbine, welche mit Rücksicht auf die Dampf- und Lagerreibung für einen bestimmten Anfangszustand des Dampfes und einen gegebenen Kondensatordruck erhältlich ist, mit der Leistung L_0 einer idealen Turbine, in welcher keinerlei Reibungen vorhanden und die Energie des Dampfes vollständig ausgenützt wird, d. h. daß die Austrittsgeschwindigkeit des Dampfes bis auf null herabsinkt, dann bezeichnet das Verhältnis:

$$\eta_e = \frac{L_e}{L_0} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 19)$$

den thermodynamischen Wirkungsgrad, bezogen auf die effektive Leistung.

Ist die Dampfwärme des Anfangszustandes mit λ_1, jene der adiabatischen Expansion auf den Kondensatordruck mit λ_2 bezeichnet, dann ist für 1 *kg* Dampf die Leistung in *mkg*

$$L_0 = \frac{(\lambda_1 - \lambda_2)}{A} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 20)$$

Der gesamte Wärmeaufwand Q_0 ist größer als $A\,L_0$ und reicht je nach der Temperatur des Speisewassers mehr oder weniger an λ_1 heran. Der »Gesamtwirkungsgrad« ist das Verhältnis

$$\eta_0 = \frac{A\,L_e}{Q_0} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 21)$$

L_0 kann entweder mittels der Entropietabelle oder nach den empirischen Formeln von Rateau und Mollier bestimmt werden.

Rateau[1]) gibt für gesättigten Dampf die Formel:

$$K = 0,85 + \frac{6,95 - 0,92 \log p_1}{\log\left(\frac{p_1}{p_2}\right)} \quad \ldots \ldots \quad 22)$$

[1]) Rateau, Annales des Mines 1897.

und Mollier[1]) gibt hiefür die Formel:

$$K = \frac{6{,}87 - 0{,}9 \log p_2}{\log \left(\frac{p_1}{p_2}\right)} \quad \ldots\ldots \quad 23)$$

und für überhitzten Dampf

$$K' = \frac{K}{1 + 0{,}000755 + \left[(T' - T) - T \log \frac{T'}{T}\right] K} \quad . \quad 24)$$

worin bedeutet:

K, K' den Dampfverbrauch der vollkommenen Turbine für 1 PS st.,
p_1 den Anfangsdruck in *kg/qcm*,
p_2 den Enddruck in *kg/qcm*,
T die absolute Sättigungstemperatur,
T' die absolute Überhitzungstemperatur.

Nun leistet eine Pferdestärke eine Stunde lang wirkend 270000 *mkg* oder 637 W.-E., sind hiebei K *kg* Dampf verbraucht worden, dann entfällt auf 1 *kg* die Arbeit

$$L_0 = \frac{270000}{K} \, mkg,$$

oder die nutzbar umgewandelte Wärmemenge

$$\lambda_1 - \lambda'_2 = A L_0 = \frac{637}{K} \text{ W.-E.} \quad \ldots\ldots \quad 25)$$

Einstufige Druckturbine. Der Dampf wird dem Rade durch kegelförmig erweiterte Düsen zugeführt, deren Querschnitt nach der Zeunerschen Formel berechnet wird und die für überhitzten Dampf nachstehende Form annimmt:

$$\frac{w^2}{2g} = -\int_{p_1}^{p_s} v \, dp - \int_{p_s}^{p} v \, dp \quad \ldots\ldots \quad 26)$$

Die Integration im Sättigungs- und Überhitzungszustande wird getrennt ausgeführt; diese ergibt für letztere $\frac{\lambda_1 - \lambda_s}{A}$, worin λ_s die Dampfwärme an der Grenzkurve bezeichnet.

Der zweite Teil wird mit der Zeunerschen Formel

$$p \, v^k = C,$$

oder

$$p^k \, v = C',$$

worin $k = 1{,}135$ ist ausgeführt, und man erhält

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{\lambda_1 - \lambda_s}{A} + \frac{C' k}{k-1} \left(p_c \frac{k-1}{k} - p \frac{k-1}{k}\right) \quad . \quad 27)$$

[1]) Mollier, Z. d. V. d. I. 1898.

Strömt sekundlich das Dampfgewicht G durch den Querschnitt f hindurch, dann ist

$$G\,v = f\,w,$$

woraus

$$G = f\,\frac{w}{v};$$

f muß ein Minimum werden, wo $\frac{w}{v}$ ein Maximum ist, und der Druck, wo dies der Fall ist, wird gefunden

$$\frac{d}{dp}\left(\frac{w}{v}\right) = \theta,$$

daraus nach p aufgelöst

$$\frac{p}{p_s} = \left[\frac{2}{k+1}\left(1 + \frac{k-1}{k} \cdot \frac{\lambda_1 - \lambda_s}{A\,p_s\,v_s}\right)\right]^{\frac{k}{k-1}} \quad . \quad 28)$$

worin p_s, v_s Druck und Volumen der Sättigungskurve bezeichnen.

Ist keine Überhitzung vorhanden, dann erhält man wegen $\lambda_1 - \lambda_s$ nach Zeuners Formel:

$$\frac{p}{p_s} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 29)$$

Fällt p in das Überhitzungsgebiet, dann ist diese Formel anzuwenden mit dem für die Überhitzung giltigen Exponenten h = 1,3.

Für Rechnungen mit überhitztem Dampf wendet man die Zustandsgleichung von Battelli-Tunihirz an:

$$p\,(v + 0{,}0084) = 46{,}7\,T,$$

p in *kg/qcm*, v in *cbm*.

Aus dem zu p zu berechnenden v und w ergibt sich der engste Querschnitt

$$f_n = \frac{G\,v}{w} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 30)$$

Die theoretische Austrittsgeschwindigkeit aus der Düse c_0 erhalten wir aus

$$A\,\frac{c_0^2}{2\,g} = \lambda_1 - \lambda_2.$$

Die wahre Austrittsgeschwindigkeit aus der Formel:

$$A\,\frac{c_1^2}{2\,g} = (1 - \zeta)\,(\lambda_1 - \lambda'_2) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 31)$$

worin ζ der Energieverlust, u = 0,10 . . 0,15 . . 0,25 anzunehmen ist, wie aus mehreren Versuchen hervorgeht.

Mithin wird

$$c_1 = \varphi\,c_0,$$

worin $\varphi = \sqrt{1 - \zeta}$.

Der Energieverlust $\zeta\,(\lambda_1 - \lambda_2) = O_z$ dient zur Auffindung des Endzustandes der Expansion im Entropiediagramm, d. h. der spez. Dampfmenge x_2 beim Drucke p_2; daraus erhält man das Endvolumen $v_2 = x_2\,\sigma_2$ und den Endquerschnitt $f_2 = G\,\frac{v_2}{c_1}$.

Der Kegelwinkel der Düse betrage 10 bis 12°, woraus sich deren Länge bestimmt. Als Eintrittswinkel wählt man α gleich 17 bis 20°. In Fig. 27 liefert die graphische Konstruktion durch Angliederung der negativen Umfangsgeschwindigkeit — u an c_1 die relative Eintrittsgeschwindigkeit w_1 in das Laufrad und den Schaufelwinkel α_1, der auf die Steigung des abgeschrägten Schaufelrückens bezogen wird, gegen welchen der Dampf einen unvermeidlichen Stoß ausüben wird. Die relative Austrittsgeschwindigkeit w_2 ist wegen der Reibung kleiner als w_1 und zwar

$$w_2 = \psi\, w_1,$$

worin $\psi = 0{,}9 \ldots, 0{,}8 \ldots, 0{,}7$ entsprechend einem Energieverlust in der Schaufel von $(1 - \psi^2)$, das sind 20 bis 50 vom Hundert zu nehmen ist.

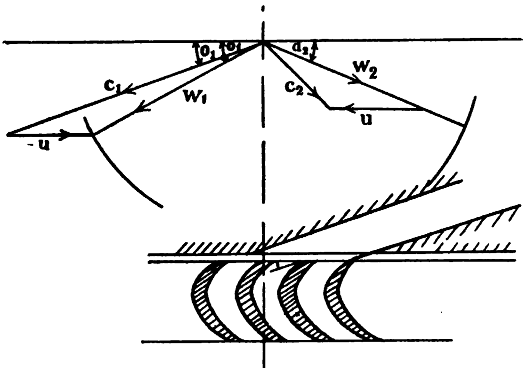


Fig. 27. Graphische Berechnung der Ein- nnd Austrittsgeschwindigkeit strömenden Dampfes.

Die Vereinigung von w_2 mit u ergibt die absolute Austrittsgeschwindigkeit.

Die verfügbare Arbeit für 1 *kg* Dampf wird dargestellt:

$$L_0 = \frac{c_0^2}{2g} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 32)$$

Die Arbeitsverluste sind:

$$L_z = \frac{c_0^2 - c_1^2}{2g} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} + \frac{c_2^2}{2g} \quad \ldots \quad 33)$$

Die auf das Rad übertragene »indizierte« Dampfarbeit für 1 *kg* Dampf ist:

$$L = L_0 - L_z \quad \ldots\ldots\ldots \quad 34)$$

Der Wirkungsgrad der Dampfarbeit ist:

$$\eta_d = \frac{L_0 - L_z}{L_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 35)$$

Bezeichnen wir die Leerlaufarbeit des Rades mit L_r, die bei gleichbleibendem Vakuum für alle Belastungen gleich ist, dann erhalten wir die »effektive Arbeit« in *mkg*/sek.

$$L_e\, G = L\, G - L_r = (L_0 - L_z)\, G - L_r,$$

mithin den Wirkungsgrad der effektiven Leistung,

$$\eta_e = \frac{L_e}{L_0} = \frac{L_0 - L_z - (L_r : G),}{L_0} \quad \ldots \quad 36)$$

die effektive Leistung in PS ist:

$$N_e = \frac{G\,L_e}{75} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 37)$$

Der Dampfverbrauch pro PS ist dann:

$$\frac{G}{N_e} = \frac{75}{L_e} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 38)$$

Ist eine Dynamo mit einer Dampfturbine gekuppelt und bezeichnet das Verhältnis der elektrischen Leistung L_{el} zu L_0 den elektrischen Wirkungsgrad, dann ist:

$$\eta_e = \frac{L_{el}}{L_0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 39)$$

Die Reibung des Rades und der Düse fällt nicht in Betracht, man kann daher die Dampfarbeit in Beziehung zur Energie $\frac{c_1^2}{2\,g}$, die dem Rade zur Verfügung gestellt wird, bringen und dieselbe als Schaufelwirkungsgrad bezeichnen:

$$\eta_s = \frac{c_1^2 - (w_1^2 - w_2^2) - c_2^2}{c_1^2} \quad \ldots\ldots \quad 40)$$

Ist $w_1 = w_2$ bei gleichen Winkeln $\alpha_1 = \alpha_2$, dann ist:

$$c_2^2 = c_1^2 + (2\,u)^2 - 2\,c_1\,(2\,u)\cos\alpha,$$

und

$$\eta_s = 4\,\frac{u}{c_1}\left(\frac{u}{c_1}\cos\alpha - 1\right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad 41)$$

Mehrstufige Druckturbine. Verwendet man nur eine kleine Anzahl von Rädern, dann benutzt man zweckmäßig das Entropiediagramm und legt zunächst schätzungsweise die Druckstufen fest, auf welche die einzelnen Räder herunterexpandieren sollen. Dann wird das erste Rad, das zwischen den Spannungen p_1 und p_2 arbeiten soll, entworfen, wie vorhin erläutert worden ist. Für das nächstfolgende Rad ist der Druck p_2 vorgeschrieben, die spez. Dampfmenge oder die Überhitzung wird aber gegenüber der adiabatischen Expansion um den Wert der in Wärme umgesetzten Bewegungswiderstände erhöht. Kann von der Austrittsgeschwindigkeit c_2 nur ein kleiner vernachlässigter Teil für das folgende Rad benutzbar gemacht werden, dann werden die gesamte Widerstandsarbeit und der Austrittsverlust für 1 *kg* Dampf in Wärme umgewandelt:

$$L_z = \frac{c_0^2 - c_1^2}{2\,g} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2\,g} + \frac{c_2^2}{2\,g} + \frac{L_r}{G} \quad . \quad 42)$$

Führte z. B. die adiabatische Expansion vom Drucke p_1 und der Temperatur T_1 auf die Spannung p_2 und die Temperatur T_2,

dann wird nunmehr eine Erhöhung der Temperatur auf T'_2 eintreten müssen nach Gleichung

$$Q_z = A\,L_z = c_p\,(T_2 - T'_2) \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 43)$$

Der für das zweite Rad geltende Anfangszustand ist mithin $p_2\,T_2$ bei einer anfänglichen Dampfwärme

$$\lambda_2 = q_2 + r_2 + c_p\,(T_2 - T'_{2s}).$$

Ist der Dampf naß, dann erhöht sich die spez. Dampfmenge x_2 auf x'_2 nach $Q_z = r_2\,(x_2 - x'_2)$,

und es wird somit: $\lambda = q_2 + r_2\,x_2$.

Schließlich ist es am Ende angemessen von Rad zu Rad eine Proberechnung durchzuführen, um eventuell durch Verkleinern des Durchmessers oder Veränderung des Druckes p_2 an Leerlaufarbeit des betreffenden Rades zu sparen, so daß trotz schlechterer Dampfausnützung ein Gewinn an effektiver Arbeit zu erreichen wäre.

Von großer Bedeutung für die Praxis ist Parsons achsiale vielstufige Dampfturbine geworden, die für die anderen vielstufigen Turbinen, wenn also eine größere Anzahl von Rädern zu einem System vereinigt werden, ein Vorbild geworden ist. Die Räder folgen hiebei unmittelbar aufeinander, siehe Fig. 28, so daß die Geschwindigkeit, mit welcher der Dampf ein Laufrad verläßt, für das folgende Leitrad nutzbar verwendet wird.

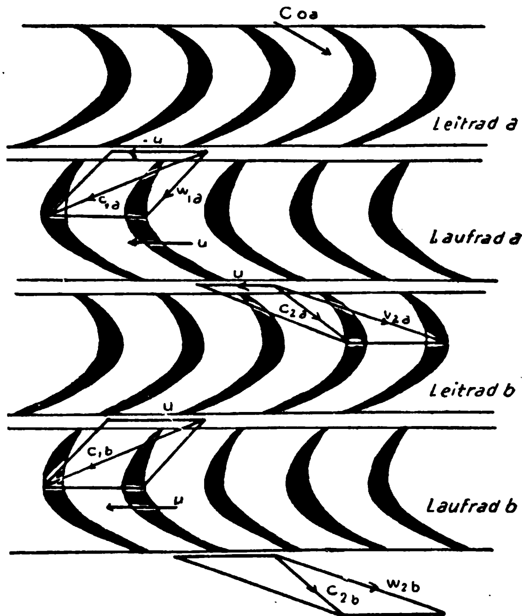


Fig. 28.
Schaufelanordnung der Parsons-Turbine.

Es sei mit c_1 die Austrittsgeschwindigkeit aus der Leitzelle bezeichnet, durch deren Zusammensetzung mit der Umfangsgeschwindigkeit $-u$ w_1 entsteht, d. i. die relative Geschwindigkeit, mit welcher der Dampfstrahl zunächst in den Spalt und in die Laufradzelle eintritt, dann wird im Rade w_1 auf w_2 beschleunigt, so daß man durch Vereinigung von w_2 mit $+u$ die absolute Austrittsgeschwindigkeit c_2 aus der Laufradzelle erhält.

Für das Laufrad a bezogen auf die relative Geschwindigkeit ist

$$\lambda_a - \lambda'_a = \frac{A\,(w_{2a}^2 - w_{1a}^2)}{2\,g};$$

c_{2a} ist für das Leitrad b die Eintrittsgeschwindigkeit, mithin ist

$$\frac{A\,(c_{1b}^2 - c_{2a}^2)}{2\,g} = \lambda'_a - \lambda_b \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 44)$$

für das Laufrad b

$$\frac{A\,(w_{2b}^2 - w_{1b}^2)}{2\,g} = \lambda_b - \lambda'_b \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 44a)$$

Bei Zahlenrechnungen empfiehlt es sich die W.-E. als Maß beizubehalten; die Ausdrücke auf der linken Seite können mit $A = {}^1/_{424}$ W.-E. in der Form

$$A\,\frac{c_x^2}{2\,g} = \left(\frac{c_x}{g\;1{,}2}\right)^2$$

zur Vereinfachung geschrieben werden.

Bezeichnet man die Differenz $\lambda'_a - \lambda_b$, $\lambda_b - \lambda'_b$ mit h'_b, h''_b analog dem hydraulischen Gefälle als »Wärmegefälle«, dann ist

$$h_b = h'_b + h''_b,$$

das in der Turbine b ausgenutzte Einzelgefälle.

Das verfügbare Gesamtgefälle wird in der Art festgelegt, daß man die Verluste berücksichtigt, die in einer Turbine auftreten; der Gesamtverlust beträgt etwa 55 bis 35 vom Hundert für kleine bezw. große Einheiten. Diesem Verlust trägt man in der Art Rechnung, daß man zum Schluß die theoretisch erforderliche Dampfmenge um den entsprechenden Betrag erhöht, die Geschwindigkeit aber mit der theoretischen Menge berechnet.

Beträgt der Kondensatordruck $p_2 = 0{,}1$ *kg/qcm* nach unserer Wahl, dann wird die der adiabatischen reibungsfreien Expansion von p_1 auf p_2 entsprechende Dampfwärme λ'_2 berechnet. Es bildet

$$H_0 = \lambda_1 - \lambda'_2$$

das theoretische Wärmegefälle, wovon ζH_0 mit $\zeta = 0{,}2$ bis 0,3 verloren geht und es bleibt

$$H_w = (1 - \zeta)\,H_0$$

als »wirksames Gefälle« übrig, welches zur Erzeugung der Geschwindigkeiten dient, und von dem der Auslaßverlust und die Leerlaufarbeit abzuziehen sind, um die von der Dampfmenge wirklich geleistete Leerlaufarbeit zu erhalten. Reiht man so viele Turbinen aneinander, bis durch die Teilgefälle h_a, h_b, h_c zuzüglich der beim Eintritt in das erste Laufrad aufzubringenden Geschwindigkeitshöhe $A\,\frac{c_{0a}^2}{2\,g}$ in

[1]) Die Geschwindigkeiten, Dampfwärmen, welche zu einem bestimmten Leit- und Laufradpaar gehören, sind mit gleichen Buchstaben bezeichnet, z. B. λ_a Austritt aus der Leitzelle a, λ_a' Austritt aus der Laufzelle a.

W.-E. als wirksames Gefälle aufgezehrt sind, dann wird

$$\frac{c_{0a}^2}{2g} + h_a + h_b + h_c = H_w \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 45).$$

Schreibt man für Gruppen von Einzelrädern gleiche Geschwindigkeit vor, dann kann auf diese Weise die Turbine leicht berechnet werden.

Gewöhnlich läßt man jedoch die Geschwindigkeit stetig zunehmen, so daß diese Berechnungsart bei 40 und mehr Stufen umständlich wird und sich die Anwendung eines graphischen Verfahrens empfiehlt.

Je größer die Umfangsgeschwindigkeit u sein darf, desto besser ist die Dampfausnützung, jedoch sind derselben aus praktischen Rücksichten Grenzen gesteckt. Je kleiner die Austrittswinkel am Leit- und Laufrade sind, desto mehr Dampfgefälle zehren wir bei gegebener Dampf- und Umfangsgeschwindigkeit auf, desto kleiner würde die Schaufel, was günstig wäre; jedoch bedingen kleine Winkel lange und schmale Kanäle, vergrößern dadurch die Dampfreibung und bedingen auch größere Schaufeldicke, stärkere Querschnittserweiterungen und rufen dadurch Wirbel hervor. Bei Überdruckturbinen wählt man den Wert α zwischen 20 und 25°, bei Druckturbinen macht man gewöhnlich $\alpha_2 = \alpha_1$. Da die Reibung mit dem Quadrate der Geschwindigkeit und des Reibungsweges, mithin mit der Zahl der Turbinen wächst, so wird es für die Geschwindigkeit c_1 einen günstigsten Wert geben, der jedoch noch nicht ermittelt worden ist. Ein praktisches Mittel scheint für Überdruckturbinen $u : c_1 = 0{,}5 \,..\, 0{,}3$ zu sein.

Überdruckturbine. Der Spaltdruck kann frei gewählt werden. Gewöhnlich macht man $c_1 = w_2$, $\alpha_2 = \alpha$, wodurch $c_2 = w_1$ sich ergibt und die achsialen Komponenten c_a der vier Geschwindigkeiten c_1, w_1, c_2, w_2 gleich groß werden. Leit- und Laufradprofil können mit übereinstimmendem Profil ausgeführt werden.

Die Austrittsgeschwindigkeit c_2 ist bei großer Stufenzahl wenig verschieden von der Geschwindigkeit, mit welcher der Dampf in die Leitschaufel der betrachteten Turbine eintrat, es wird also $h' = h''$, und wir haben halben Reaktionsgrad:

$$h' = A\,\frac{c_1^2 - c_2^2}{2g} = A\,\frac{c_1^2 - w_1^2}{2g}$$

$$h'' = A\,\frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} = A\,\frac{c_1^2 - w_1^2}{2g}.$$

Das Einzelgefälle für eine Turbine ist mithin:

$$h = h' + h'' = 2A\,\frac{c_1^2 - w_1^2}{2g}.$$

Die Gesamtzahl der Stufen wird mit der Bedingung bestimmt, daß die Summe der Gefälle h nebst der beim Eintritt in das erste

Leitrad aufzubringenden Geschwindigkeitshöhe $A\,\frac{c_{0a}^2}{2\,g}$ in W.-E. das Wärmegefälle H_w ergibt, also

$$A\,\frac{c_{0a}^2}{2\,g} + \sum_1^{z_0} h = H_w.$$

Der unbekannte Abstand der Turbinen ist:

$$\varDelta x = \frac{M}{z_0}.$$

Bringen wir in vorhergehender Gleichung $\varDelta x$ an, dann ist:

$$H_w = \frac{\Sigma h\,\varDelta x}{\varDelta x} + A\,\frac{c_{0a}^2}{2\,g} = \frac{h_1\,\varDelta x + h_2\,\varDelta x + \cdot\cdot\, h_g\,\varDelta x}{M} + A\,\frac{c_{0a}^2}{2\,g}.$$

Das mittlere Wärmegefälle h_m ist:

$$H_w = z_0\,h_m + A\,\frac{c_{0a}^2}{2\,g},$$

woraus sich die Zahl der Stufen ergibt:

$$z_0 = \frac{H_w = A\,\frac{c_{0a}^2}{2\,g}}{h_m} \sim \frac{H_w}{h_m} \quad \ldots \quad 46)$$

Druckverteilung und Schaufelabmessung. Die Druckverteilung hängt von den Dampfreibungsverlusten ab, die sich auf die einzelnen Räder verteilen. Dieselbe wird vor allem durch die Geschwindigkeit, Weite, Länge und Krümmung beeinflußt. Der Reibungsverlust in einem Rade sei mit der mittleren Geschwindigkeit c_m:

$$R_1 = A\,\zeta_1\,\frac{c_m^2}{2\,g}$$

gegeben.

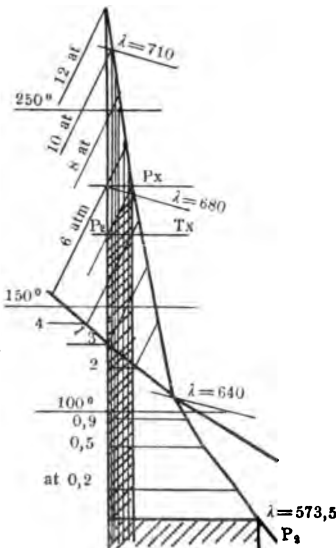


Fig. 29. Berechnung der Druckverteilung und Schaufelabmessung.

Die Geschwindigkeiten desselben Rades stehen in einem bestimmten Verhältnis, so daß auch:

$$R_1 = A\,\zeta'_1\,\frac{c_{m1}^2}{2\,g},$$

worin ζ'_1 ein empirischer feststehender Koeffizient ist. Die Reibungswärmen vom ersten bis zu einem bestimmten Zwischenrade sind:

$$\sum_1^x R_1 = A\,\zeta'_1\,\Sigma\,\frac{c_1^2}{2\,g} = A\,\frac{\zeta'_1}{2\,g\,\varDelta x}\sum_0^x c_1^2\,\varDelta x\; A\,\frac{\zeta'_1}{2\,g\,\varDelta x}\int_0^x c_1^2\,d\,x. \quad 47)$$

Diese Wärmemenge müßte als R_x in das Temperaturdiagramm eingetragen und der dazu gehörige Druck p_x bestimmt werden. Wie der Erfolg lehrt, gelangt man zu guten Ergebnissen, wenn man die Verlustwärme $O_x = \zeta (\lambda_1 - \lambda'_x)$ setzt, λ'_x bezeichnet hierbei die Dampfwärme der adiabatischen Expansion auf dem angenommenen Druck p_x beim Punkte P'_x. Die Punkte P_x bestimmen Druck, Temperatur, spez. Dampfmenge und Dampfwärme der wahren Zustandsänderung. Da

$$\lambda_x = \lambda'_x + Q_x$$

und bei P_2 wird $Q_x = Z$, d. h. wie erforderlich dem gesamten Energieverlust gleich.

Das verfügbare Gefälle bei der Expansion bis zum Drucke p_x ist somit:

$$H_x = \lambda_1 - \lambda_8 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 48)$$

Für $p = p_1$ ist $H_x = 0$, für $p = p_2$ ist $H_x = H_w$.

Der zur x ten Turbine gehörige Druck ist mithin:

$$H_x = h_1 + h_2 + \cdots + h_{x-1},$$

oder wenn mit $\varDelta x$ multipliziert und dividiert wird,

$$H_x = \frac{\Sigma h \varDelta x}{\varDelta x} = \frac{1}{\varDelta x} \int_1^x h \, d x = z_0 \frac{\int_1^x h \, d x}{M} \quad . \quad 49)$$

Das spez. Volumen v ergibt sich nun aus dem bekannten p_1 T_1 der Zustandskurve. Fließen somit G *kg* in der Sekunde durch das Rad, dann erhalten wir aus der Kontinuitätsgleichung die Querschnitte:

Austritt aus dem x ten Leitrade
» » » » Laufrade $\quad f_1 = \frac{G v_x}{c_{1x}}$

Eintritt in das x te Leitrad
» » » » Laufrad $\quad f' = \frac{G v_x}{w_1 x}.$

Von einer Änderung des v kann innerhalb der Turbine abgesehen werden. Die Schaufellänge ergibt sich aus der angenommenen Schaufeldicke, Teilung und den Winkeln. Wären die Schaufeln unendlich dünn, dann hätte man bei einer Schaufellänge a_0

$$f_1 = \pi D a_0 \sin \alpha,$$

a_0 muß aber wegen der Verengung durch die Schaufeldicke und die vorbeieilenden Schaufeln des Leitrades etwa um das 1,5 fache vergrößert werden.

Die der Schaufellänge angepaßte Schaufeldicke liegt zwischen den Grenzen 8 und 25 *mm*. Die Teilung wird so eng angenommen, um eine sichere Führung des Dampfstrahles zu erreichen, etwa 5 bis 12 *mm* von der schmalen zur breiten Schaufel fortschreitend, die Krümmung erfolgt in stetiger Weise vom Eintritts- zum Austrittswinkel.

An Stelle der sich stetig veränderlichen Schaufellänge wählt man längere oder kürzere Abstufungen und nimmt unter Umständen Änderungen an c_1 vor, um für größere Abschnitte der Turbinenlänge konstante Querschnitte zu erhalten.

Ist die letzte Austrittsgeschwindigkeit c_{2z}, dann sind die gesamten Verluste für 1 *kg* Dampf

$$L_z = A\,Q_z + \frac{c_{2z}^2}{2\,g} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 50)$$

Die verfügbare Energie ist:

$$L_0 = \lambda_1 - \lambda'_2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad 51)$$

Die Dampfarbeit:

$$L = L_0 - L_z \quad \ldots\ldots\ldots \quad 52)$$

Die effektive Gesamtarbeit:

$$G\,L_e = G\,L - L_r \quad \ldots\ldots\ldots \quad 53)$$

und der effektive Wirkungsgrad:

$$\eta_e = \frac{L_e}{L_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 54)$$

Vielstufige Dampfturbine. Die Behandlung der vielstufigen Dampfturbine erfährt nur insofern eine Änderung, als dieselbe durch die teilweise Beaufschlagung bedingt ist. Da man vom ersten Rade ab mit einer größeren Umfangsgeschwindigkeit (60 bis 80 *m*) arbeiten kann, so verringert sich die Stufenzahl hierdurch wesentlich.

Geht man von der Überdruck- zur reinen Druckturbine über, dann ändert sich die Stufenzahl- und Umfangsgeschwindigkeit folgendermaßen. Bei der Überdruckturbine haben wir:

$$h = \frac{c_1^2 - c_2^2 + w_2^2 - w_1^2}{2\,g} = \frac{c_1^2 - w_1^2}{2\,g} \quad \ldots \quad 55)$$

Gleiche Geschwindigkeit vorausgesetzt ist:

$$h = \frac{H_w}{z_0},$$

oder umgerechnet:

$$\frac{(2\,c_1 \cos\alpha - u)\,u}{g} = \frac{H_w}{z_0} \quad \ldots\ldots \quad 55a)$$

Für die Druckturbine mit gleichen Ein- und Austrittswinkeln im Laufrade ist:

$$\frac{2\,(c'_1 \cos\alpha - u')\,u}{g} = \frac{H_w}{z'_0} \quad \ldots\ldots \quad 56)$$

Ist achsialer Austritt vorhanden, dann ist:

$$c_1 \cos\alpha = u,$$
$$c'_1 \cos\alpha = 2\,u'$$

und somit:

$$\frac{u^2}{g} = \frac{H_w}{z_0} \text{ und } \frac{2\,u'^2}{g} = \frac{H_w}{z_0} \quad \ldots\ldots \quad 56a)$$

Macht man $z_0 = z'_0$, dann wird $u = u' \sqrt{2}$ und $c'_1 = c_1 \sqrt{2}$; ist $u = u'$, dann ist $c'_1 = c_1 \sqrt{2}$ und $z'_0 = \frac{z_0}{2}$; demnach arbeitet die Druckturbine mit einer um 30% geringeren Umfangsgeschwindigkeit bei gleicher Stufenzahl oder was dasselbe ist, die Überdruckturbine hat bei gleicher Umfangsgeschwindigkeit doppelt soviel Stufen wie die Druckturbine.

Wird eine vollbelastete Turbine plötzlich entlastet und versagt der Regulator, dann brennt die Maschine durch und erreicht eine Grenzgeschwindigkeit. Die Umfangsgeschwindigkeit wird so lange wachsen, bis der achsiale Austritt aus den Laufrädern erreicht ist. Da aber auch die Reibungsarbeit rasch zunimmt, so wird die sonst erreichbare Geschwindigkeit im hohen Maße begrenzt. Beträgt normal die Dampfreibung 5% und wächst dieselbe mit der dritten Potenz der Umlaufszahl, dann würde die volle Leistung der Turbine abgebremst, bei einer auf das $\sqrt[3]{\frac{100}{5}} = 2{,}7$ fache gesteigerten Umlaufszahl betragen. Die Inanspruchnahme der rotierenden Teile nimmt im quadratischen Verhältnis der Umlaufszahl zu, so daß nur geringe Aussichten bestehen, die vielstufige Turbine so zu bauen, daß dieselbe ein Durchbrennen ohne ernstliche Gefährdung ertragen könnte.

Regulierung der Dampfturbinen. Gewöhnlich erfolgt dieselbe durch Drosselung, am besten wäre es jedoch, stets mit vollem Drucke zu arbeiten und die Durchflußquerschnitte der Leistung anzupassen, um so Arbeitsverluste durch Drosselung des Dampfes zu vermeiden. Die Turbine ist ein gut regulierbarer Motor, auch bei der vielstufigen Expansion, obwohl hier dem Anscheine nach die in der Turbine vorhandene große Dampfmenge dem raschen Übergange von einem Beharrungszustande in den anderen hinderlich sein könnte, was jedoch nicht der Fall ist, so daß wir vielmehr auf kleine Geschwindigkeitsänderungen gefaßt sein dürften, wie aus folgendem hervorgeht.

Das die Turbine durchströmende Dampfgewicht in 1 Sekunde ist dem Dampfdrucke angenähert proportional. Zur Zeit $t = t_0$ werde das Regulierventil plötzlich geschlossen, dann wird der Druck allmählich abnehmen. Das Gewicht des Dampfinhaltes zwischen Ventil und erstem Leitrade sei zu Beginn D_0, zu einer späteren Zeit D. Während der Elementarzeit fließt ein Anteil

$$-dD = \alpha\, p\, dt$$

ab. Der vorhandene Inhalt kann näherungsweise durch

$$p\,v = K,$$
$$D = \frac{V}{v} = \frac{V}{K}\,p,$$

ausgedrückt werden, wenn der Raum das Volumen V hat. Dieser Wert ergibt eingesetzt

$$-\frac{V}{K}\,\frac{dp}{dt} = \alpha\,p,$$

oder integriert:

$$-\frac{V}{K}\log\frac{p'_1}{p_1} = \alpha\,(A_1 - A_0),$$

worin

$$A_1 - A_0 = T$$

die Zeitdauer der Entleerung vom Drucke p' auf p_1 ist. Setzen wir das sekundliche Dampfgewicht bei Vollbelastung $G = \alpha\,p_1$ ein, dann ist:

$$\tau = \frac{D_0}{G}\log\left(\frac{p_1}{p_2}\right) \quad \ldots\ldots\ 57)$$

Die Geschwindigkeitszunahme ergibt sich aus der Arbeitsfähigkeit des in der Kammer und in der Turbine befindlichen Dampfgewichtes $D_0 + D_t$. Man setzt die abgegebene Arbeit

$$L' = \left(D_0 + \frac{D_t}{2}\right) L_0\,\eta_m,$$

D_t wird halbiert, weil der mittlere Zustand des Dampfes in der Turbine der halben Arbeitsfähigkeit L_0 entspricht. Das Massenträgheitsmoment der rotierenden Teile sei Q, die Winkelgeschwindigkeit ω, L' die Änderung der lebendigen Kraft $^1/_2\,Q\,\omega^2$ oder angenähert

$$L' = Q\,\omega\,d\,\omega = Q\,w^2\,\frac{d\,\omega}{\omega} \quad \ldots\ldots\ 58)$$

und die verhältnismäßige Geschwindigkeitsänderung ist:

$$\frac{d\,\omega}{\omega} = \frac{L'}{Q\,\omega^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ 59)$$

Wird bei einer Turbine von 1000 Kilowatt-Leistung D_0 bei 10 *kg/qcm* Anfangsdruck etwa 0,6 *kg/qcm*, D_t etwa 0,75 *kg* und $A\,L_0$ etwa 150 W.-E., woraus $\eta_m = 0{,}5$ und $\omega = 157$, d. i. $u = 1500$ in der Minute, und $Q = 50$

$$\frac{d\,\omega}{\omega} = 0{,}027\,\%.$$

Die Entleerungszeit beträgt mit $p_2 = 0{,}6$ *kg/qcm* als Leerlaufdruck

$$\tau = 0{,}68 \text{ sek.}$$

4. Abschnitt.

Beschreibung ausgeführter Dampfturbinen.

Dampfturbine von de Laval.

Diese Dampfturbine ist eine sogenannte Freistrahlturbine und wird durch strömenden Wasserdampf nach Art der hydraulischen Turbinen und zwar als Achsialturbine mit partieller Beaufschlagung in Umdrehung versetzt. Die Expansion und die Richtung des Dampfes nach dem Schaufelrade wird mit Hilfe besonderer Expansionsdüsen bewerkstelligt, so daß die Energie des Kesseldampfes möglichst

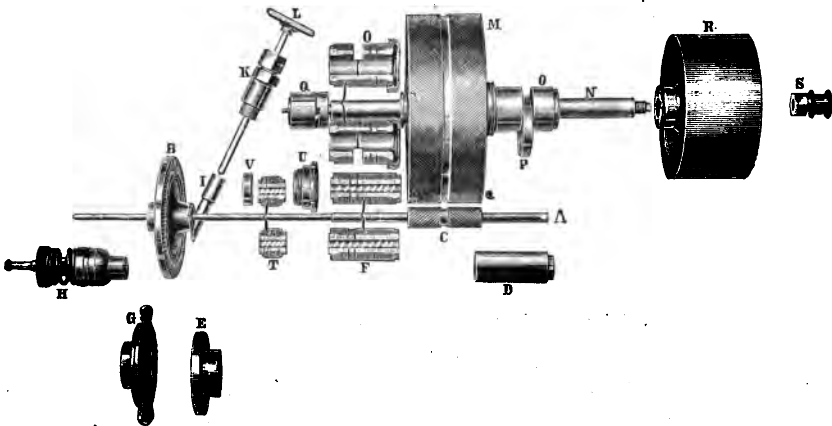


Fig. 30. Bestandteile einer de Laval-Maschine.

in kinetische Energie umgewandelt wird und im Turbinenrade nutzbar zu gewinnen ist.

Die erzielte mechanische Arbeit wird von der Turbinenwelle durch ein Zahnradgetriebe auf eine mit geringerer Geschwindigkeit umlaufende Welle übertragen, die dann entweder für Riemenantrieb oder für direkte Kuppelung eingerichtet ist.

In den nachstehenden Figuren ist die de Lavalsche Turbine näher beschrieben, wie sie von der Maschinenbau-Aktiengesellschaft »Humboldt« in Kalk bei Köln ausgeführt wird.

Die einzelnen Bestandteile einer größeren Turbine sind aus Fig. 30 ersichtlich.

Es bezeichnet darin:

A Federwelle (Turbinenwelle),
B Schaufelrad,
C Ritzel,
D Endlager,
E und G Sicherheitsbüchsen,
F Mittellager (zweiteilig),
H Kugellager,
I Dampfdüse,
K Düsenverschluß,
L Spindel mit Handrad,
M Zahnrad,
N Vorgelegewelle,
O Zahnradlager,
P Schmierung,
Q Achsenregulator,
R Riemenscheibe,
S Riemenscheibenmutter,
T Abdichtungslager.

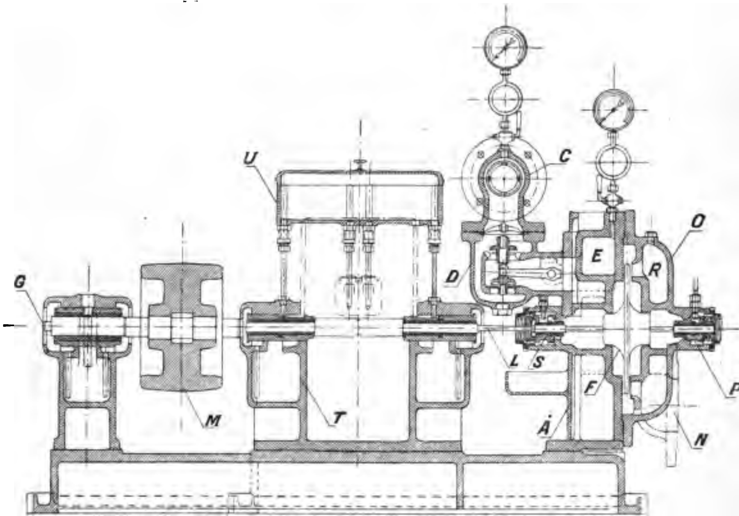


Fig. 31. Längsschnitt durch eine 30pferdige de Laval-Turbine.

Die allgemeine Anordnung einer Turbine ist aus den Figuren 31 bis 33 ersichtlich, die einen Schnitt durch eine 30pferdige Dampfturbine nebst Dampfdüse und Absperrspindel darstellen. Der eigentliche Turbinenapparat ist sehr einfach, derselbe besteht aus dem Laufrad F samt Achse und Dampfverteilungsdüsen. Das Laufrad befindet sich in einem Gehäuse, an welches sich die Dampfableitungskammer R anschließt. Der vom Kessel kommende Dampf strömt durch einen Einlaßstutzen C ein, strömt hierauf durch das Regulierungsventil D in einen ringförmigen Verteilungsraum E und von diesem in Dampfverteilungsdüsen, die innerhalb dieses Kanales an dem Umfang des Turbinengehäuses angeordnet sind, aus diesen Düsen strömt der Dampf direkt gegen das Laufrad, aus dem dann der Dampf in das Freie oder in einen Kondensator tritt.

Die Regulierung erfolgt durch Drosselung mittels eines Doppelsitzventils, das von einem auf der Achse des einen Zahnrades sitzenden

Kegelfederregler durch eine metallisch dichtende Spindel und einen Hebel bewegt wird. Der Dampfdruck auf die Spindel hält die Feder bei der größten Leistung mit geringem Kraftüberschuß gespannt. Sinkt die Belastung und fängt die Regulierung zu drosseln an, dann erhält die Feder das Übergewicht und schließt die Düsenöffnung ab, wodurch die unwirtschaftliche Drosselung des Dampfes vermieden und die Druckabnahme auf etwa 1 Atmosphäre beschränkt wird.

Der Regulator ist außerordentlich empfindlich, selbst bei plötzlicher Entlastung ist die Schwankung sehr gering, wie aus der Fig. 34 zu ersehen ist, nach wenigen Sekunden geht die Maschine in den neuen Beharrungszustand über.

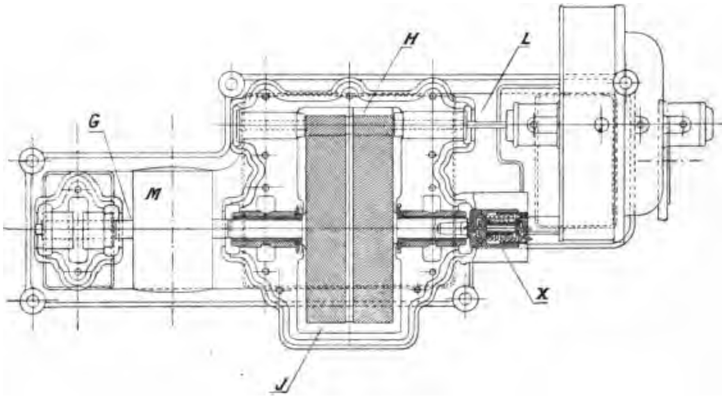


Fig. 32. Ansicht von oben und teilweiser Horizontalschnitt durch die Lagerung der Übersetzung einer 30pferdigen de Laval-Turbine.

Die Zahnräder sind mit ungemein kleiner Teilung als Wechselräder (Pfeilräder) ausgeführt, unter 45° gegeneinander geneigt und zur Verhinderung longitudinaler Bewegung in entgegengesetztem Sinne, gegenseitig einen rechten Winkel bildend angeordnet. Dieselben laufen unter Öl, um eine kontinuierliche Schmierung sicher zu stellen und sind in einem gußeisernen Gehäuse untergebracht, die Zirkulation des Öles wird durch Ringschmierung bewirkt. Es werden Übersetzungen von 1 : 10 und 1 : 13 angewendet, die Tourenzahl ist eine außerordentlich hohe, das Turbinenrad macht minutlich 9000 bis 30000 Umdrehungen, die auf 750 bis 3000 pro Minute durch das Wechselgetriebe des Motors reduziert werden.

Das Turbinengehäuse trägt vier Laufstellenansätze, zwei für die Welle des Laufrades und zwei für die Welle des Vorgeleges; am äußeren der Turbine zugekehrten Ende der Sekundärwelle befindet sich der Zentrifugalregulator. Das Sekundärrad bei größeren Turbinen besteht aus einer gußeisernen Scheibe mit darüber gezogenem Stahl-

kranz, die anderen Räder bestehen aus bestem homogenen Stahl. Bei Doppelturbinen greift das Zahnrad der Turbinenspindel in zwei zu beiden Seiten desselben liegende Pfeilräder und setzt dadurch zwei im entgegengesetzten Sinne laufende Vorgelege in Bewegung.

Die Lager der Vorgelegewelle sind als Ringschmierlager mit langen Laufbüchsen aus Rotguß ausgeführt, und mit Antifriktionsmetall ausgegossen, dasselbe ist mit Spiralnuten versehen, durch welche das Öl selbsttätig und kontinuierlich hindurchgesaugt wird. Die Lager der außerordentlich schwachen Welle sind auf dieselbe Art hergestellt. Das eine Endlager hiervon ist als Kugellager hergestellt und enthält eine Feder zur Aufnahme des Achsialdruckes, der von der Beaufschlagung des Rades herrührt, indem der Dampf von der inneren dem Krauselgetriebe zugekehrten Seite des Laufrades nach Art der Achsialturbine durch dasselbe hindurchströmt.

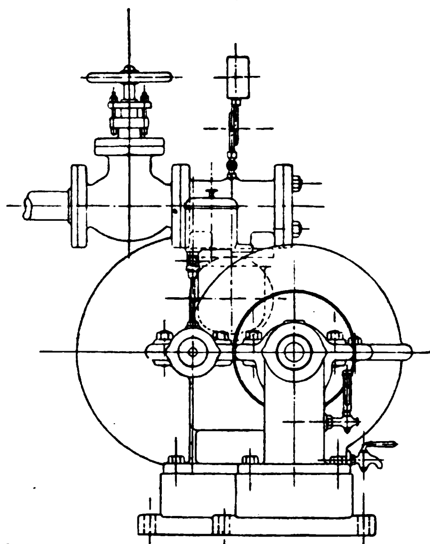


Fig. 33. Seitenansicht einer 30pferdigen de Laval-Turbine.

Da es praktisch unmöglich ist, ein so genau ausbalanciertes Rad herzustellen, daß es auf einer starren Welle aufgekeilt, bei einer so enorm hohen Tourenzahl infolge kleiner Gewichtsunterschiede nicht von der vertikalen Drehungsebene abwiche, so hat de Laval in sehr sinnreicher Weise diese Schwierigkeit dadurch erfolgreich überwunden, daß er das Turbinenrad zu einem freien Körper annähernd machte, indem er dasselbe auf eine sehr dünne, biegsame Welle befestigte. Das Rad rotiert daher anfangs mit geringen Ausschwingungen nach beiden Seiten, mit wachsender Geschwindigkeit innerhalb einiger Sekunden ist diese Oszillation überwunden, das Rad macht seine Drehung in einer senkrechten Ebene, so daß eine eventuell vorkommende Exzentrizität keine nachteiligen Folgen mehr auf die Welle und das Rad ausüben kann.

Der Durchmesser ber biegsamen Welle beträgt bei Turbinen bis zu 10 PS nur 5 *mm* und bei solchen mit 300 PS an der schwächsten Stelle nur 30 *mm*, so daß sie dem Einstellen in die Hauptachse der freien Drehung nur geringen Widerstand entgegensetzt. Auf die Lager kommt nur der Druck, der zum Durchbiegen der Welle er-

forderlich ist, der an und für sich gering ist, da die Welle dünn, das Rad gut ausbalanciert und der Lagerabstand desselben weit entfernt (200 bis 300 *mm*) ist. Die Welle läuft eigentlich in drei Lagern, das kürzere Ende derselben ist in einem federbelastenden Kugellager untergebracht, das längere ist in zwei langen Lagern eingebettet, ferner ist auch noch ein sogenanntes Sicherheitslager angebracht, das bei Kondensationsturbinen zur Vermeidung des Eindringens atmosphärischer Luft zu einem Dichtungsring ausgebildet ist.

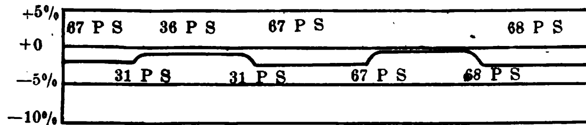


Fig. 34. Diagramm der Tourenzahlschwankung einer de Laval-Turbine bei Belastungsänderungen.

Das Turbinenlaufrad wird aus zähestem homogenen Stahl hergestellt, dessen Scheibe sich gegen die Nabe verdickt. Die Schaufeln sind aus Flußstahl gepreßt und auf Kaliber gefräst; dieselben sind leicht verstemmt und können ohne Gefährdung des Rades leicht ausgewechselt werden. Die Schaufeln haben an ihren Kopfenden eine Verstärkung, die, wenn die Schaufeln aneinandergereiht sind, einen Ring bilden, der verhindert, daß der Dampf über die Turbinenschaufeln entweiche und das Laufrad als Zentrifugalregulator wirke. Schaufeln und genuteter Scheibenteil sind so bemessen, daß sie bei wesentlicher Überschreitung der Umlaufszahl sich vom Turbinenrad trennen und so die Turbine zum Stillstand bringen müssen; das Abfliegen der Schaufeln verursacht keinen weiteren Schaden.

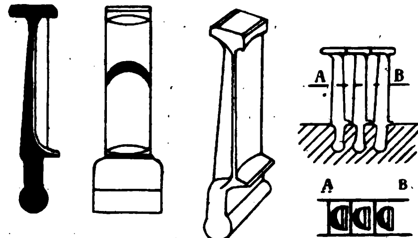


Fig. 35. Schaufeln in halber natürlicher Größe einer 300pferdigen de Laval-Turbine und deren Befestigung.

In Fig. 35 sind die Schaufeln einer 300 PS Turbine in halber natürlicher Größe dargestellt. Die Befestigungsart größerer Räder von 75 PS aufwärts ist derart, daß die Welle durchgeht und mittels eines in der Mittelebene des Rades befindlichen kleinen Bolzens mit einer Stahlbüchse befestigt ist, die schwach konisch in die Scheibennabe eingeschliffen, mittels einer zylindrischen Mutter befestigt und gegen Verdrehung durch einen zur Scheibe konzentrischen in die Nabe versenkten Flansch gesichert ist.

Der Dampf verteilt sich nach dem Austritte aus der Einlaßbüchse durch am Umfange des Rades angebrachte Düsen von kreisförmigem

Querschnitt in das Laufrad. Die Anzahl der Düsen richtet sich nach der Turbinengröße, die kleinsten arbeiten mit nur einer Düse, die größeren und größten bis zu zwölf und mehr Düsen. Aus Fig. 36 ist ersichtlich, daß die Düsen mittels Ventilnadeln, die mit einem Handrade verbunden, verstellbar sind, so daß man die Leistung der Turbine innerhalb der durch die Düsenzahl gegebenen Grenzen beliebig regulieren kann. Vor Eintritt des Dampfes in das Rad expandiert derselbe auf den Atmosphärendruck bei Auspuffmaschinen, oder auf einen Bruchteil desselben bei Kondensationsturbinen. Durch konische Erweiterung der Düse gegen die Mündung zu wird die Expansion des Dampfes in derselben erreicht.

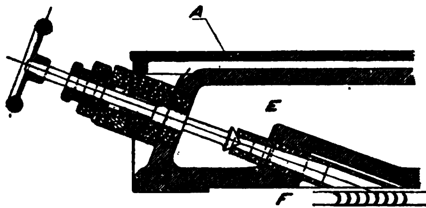


Fig. 36. Dampfdüsen-Querschnitt einer 30pferdigen de Laval-Turbine.

Da der Dampf bis auf die Spannung des Turbinenraumes in der Düse expandiert, so nimmt seine Geschwindigkeit beständig zu und derselbe tritt als geschlossener Strahl in das Laufrad ein. Ein wesentlicher Spaltverlust kann nicht eintreten, da der Dampf mit dem Drucke aus der Mündung austritt, welcher im Turbinenraume herrscht; da aber auch im Beharrungszustande jede Partie der Düse nur mit Dampf von einer bestimmten Temperatur in Berührung kommt, so wird die Düse an jeder Stelle nur die Temperatur des Dampfes annehmen; es wird daher dem Dampfe während des Durchströmens durch die Düse weder Wärme zugeführt noch entzogen, die Expansion ist daher adiabatisch und die pro Gewichtseinheit freiwerdende Wärmemenge, bezw. die derselben entsprechende Arbeitsleistung ist nach der Wärmelehre bekannt. Die freigewordene Arbeit wird aber nur zur Beschleunigung des Dampfes verwendet, demnach ist diese, sobald das Gewicht G des in der Sekunde ausströmenden Dampfes, sowie die Austrittsgeschwindigkeit c bekannt ist, durch die Gleichung:

$$A = G \frac{c^2}{2g}$$

gegeben, wonach auch der Düsenquerschnitt bestimmt werden kann. Die Düsen sind, wie wir bereits in der Theorie des strömenden Dampfes gesehen haben, dem Admissionsdrucke anzupassen, da Düsen von einem bestimmten Querschnitt nur für einen bestimmten Anfangsdruck bei gegebener Auspuff- oder Kondensatorspannung sich eignen.

In Fig. 35 ist die Schaufelform einer 300 PS-Turbine dargestellt in halber natürlicher Größe, der Ein- und Austrittswinkel $\beta = \delta$ beträgt soweit er sich ermitteln läßt 35^0, die Richtung des Dampf-

strahles beim Eintritt in die Turbine schließt einen Winkel von $\alpha = 20^0$ mit der Radebene ein.

Die praktischen Betriebsergebnisse mit de Laval-Turbinen sind nach jeder Richtung zufriedenstellend. Die Schaufelabnutzung durch den mit einer Geschwindigkeit bis zu 800 *m* durchströmenden Dampf scheint auf Jahre hinaus den Dampfverbrauch nicht erheblich zu beeinflussen.

In nachstehendem sind die Versuchsergebnisse niedergelegt, die am 1. Oktober 1902 durch Herrn Ingenieur A. Witz in Paris mit einer Lavalturbine von 200 PS erzielt wurden.

Der durch einen Bellville-Generator erzeugte Dampf wurde durch einen Trockenapparat geleitet, der Dampfdruck durch ein oberhalb des Düsenkanals angebrachtes Manometer gemessen. Das Vakuum wurde durch ein am Auslaßstutzen angebrachtes Manometer gemessen.

Die Turbine trieb zwei direkt gekuppelte Dynamos »Breguet«, deren Leistung durch Ampère- und Voltmeter gemessen wurde. Der im Verhältnis zu den geöffneten Düsen stehende und vom Dampfdruck abhängige Dampfverbrauch war durch einen Vorversuch festgestellt worden.

Der Leistungskoeffizient der Dynamos wurde wie folgt angenommen: für über 130 Kilowatt mit 0,88, für 130 Kilowatt mit 0,885, für 104 Kilowatt mit 0,875 und für 65 Kilowatt mit 0,85, eingerechnet sind hierbei alle Verluste bis zum Schaltbrett.

227,23 Volt,
557,5 Ampère,
126,68 Kilowatt,
194,48 effektive PS,
Zahl der geöffneten Düsen 6,
Düseneintrittsspannung 7,368 *kg*,
Vakuum 640 *mm*,
Gesamt-Dampfverbrauch pro Stunde 1452,18 *kg*,
Dampfverbrauch pro effektive PS/st. 7,47 *kg*,
Tourenzahl pro Minute 900.

Der Verbrauch entsprach den garantierten Bedingungen.

Die folgenden Versuche hatten den Zweck, das Arbeiten der Turbine unter verschiedenen Belastungen zu studieren.

Belastungen	Volt	Ampère	Kilowatt	effektive PS	Düsen geöffnet	Düseneintrittsspannung	Vakuum	Gesamtverbrauch pro St.	Dampfverbrauch pro St. und eff. PS	Tourenzahl
Überlastung . .	232,4	684,0	158,961	245,53	7	7,817	63	1781	7,26	900
5/6 Belastung . .	208,8	531,7	111,019	172,20	5	7,730	65	1260	7,31	900
2/3 » . .	217,8	436,7	95,126	148,56	4	8,350	65	1076	7,25	903
1/2 » . .	230,5	274,7	63,318	101,21	3	7,650	67	748	7,35	904

Zur Konstatierung der Tourenschwankungen bei plötzlicher Belastungsänderung wurden mehrere Versuche angestellt, indem man nacheinander die Turbine von 130 Kilowatt auf 0 brachte, die Tourenzahl stieg hierbei von 900 auf 930, der Geschwindigkeitsunterschied von Vollbelastung auf null beträgt mithin 3%.

Delaparte[1]) erhielt folgendes Ergebnis von einer großen Reihe Versuchen mit einer 200 PS-Turbine. Der Dampfverbrauch betrug pro Stunde und PS 6,9 *kg*, der Anfangsdruck war $p_1 = 10{,}72$ *kg/qcm* absolut, der Dampf gesättigt; der Enddruck $p_2 = 0{,}166$ *kg/qcm* absolut; $N_2 = 197{,}5$ PS. Schädliche Widerstände: Radreibung 10,2 PS, Lagerreibung 2,5 PS, Zahnradvorgelege 2,0 PS. Einen weiteren durch das Wiederanfüllen der vor der Düse einherstreifenden entleerten Laufradzellen durch den Dampf der Umgebung verursachten Versuch schätzt Delaparte auf 1,1 PS. Demnach machen die schädlichen Widerstände 15,8 PS aus, und die reine Dampfarbeit ist $N = 197{,}5 + 15{,}8 = 213{,}3$ PS. Der Dampfverbrauch auf 1 PS der Dampfarbeit bezogen beträgt demnach $6{,}9 \cdot \frac{197{,}5}{213{,}3} = 6{,}39$ *kg*.

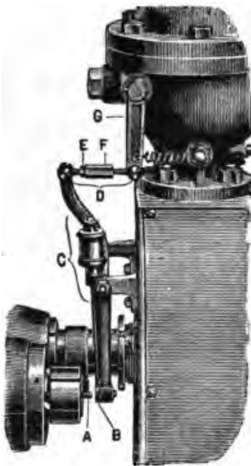


Fig. 37. Regulator der de Laval-Turbine.

Delaparte nahm auch eine Analyse des Versuches vor; dieselbe ergibt rechnerisch:

verfügbare Wärmemenge in 1 *kg* Dampf 154,0 W.-E.,

Verlust in der Düse 5,2%, das sind 8 W.-E.,

effektive Ausströmgeschwindigkeit $c_1 = 1102$ *m*,

Umfangsgeschwindigkeit $u = 343$ *m*.

Entwirft man einen Geschwindigkeitsplan mit $\alpha = 20^0$, dann ist $w_1 = 787$ *m* und mit dem probeweise angenommenen $w_2 = 0{,}74$, $w_1 = 582$ *m* und $c_2 = 326$ *m*.

Wir erhalten demnach folgendes Ergebnis:

Verlust in der Düse 8,0 W.-E., das sind 5,5% der verfügbaren Energie,

Verlust in der Schaufel $\left(\frac{787}{91{,}2}\right)^2 - \left(\frac{582}{91{,}2}\right)^2 = 33{,}7$ W.-E., das sind 21,9% der verfügbaren Energie,

---

[1]) Delaparte, Revue de Mecanique 1902, S. 406.

Verlust beim Austritt $\left(\frac{326}{91,2}\right)^2 = 12,8$ W.-E., das sind 8,3 % der verfügbaren Energie,

Gesamtverlust mithin 35,7 %.

Die ideale Turbine erfordert bei 154 W.-E. pro *kg* $\frac{637}{154} = 4,14$ *kg* Dampf pro PS/st., der Wirkungsgrad der reinen Dampfarbeit beträgt demnach $\eta = \frac{4,14}{6,39} = 0,647$, der Verlust mithin 35,3 % in Übereinstimmung mit obigen Annahmen. Die Analyse führt demnach auf

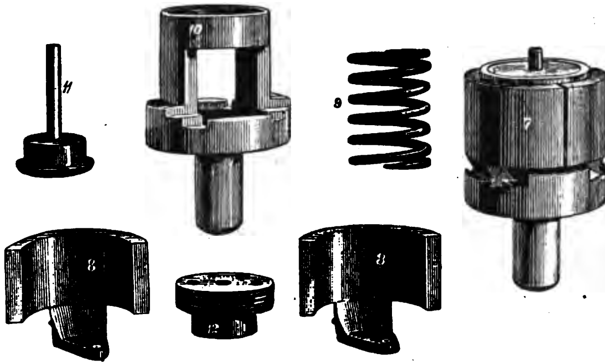


Fig. 38. Bestandteile des Reguliermechanismus der de Laval-Turbine.

einen großen Verlust in der Laufschaufel, nämlich $1 - (0,74)^2 = 0,45$, das sind 45 % der kinetischen Energie, die zu Beginn im Rade vorhanden sind.

Die Versuche an der 300 PS Dampfturbine der Papierfabriken Pötschmühle[1]) ergaben folgende Ergebnisse:

Mittlere Dampfspannung im Kessel 10,7 *kg/qcm* absolut,
Mittlere Dampftemperatur 213,4° C,
Mittlerer Dampfdruck vor dem Regulierventil 10,28 *kg/qcm* absolut,
Mittlerer Dampfdruck hinter dem Regulierventil 8,61 *kg/qcm* abs.,
Mittlerer Unterdruck im Ausströmraume auf 76 *cm* Luftdruck umgerechnet 68,53 *cm*,
Mittlere Umlaufszahl am Vorgelege pro Minute 754,66,
Mittlere Umlaufszahl der Turbine pro Minute 10566,
Übersetzungsverhältnis von der Motorwelle auf die Vorlegewellen 1:14,
Gebremste Leistung in PS 342,1,
Dampfverbrauch pro PS/st. 7,012 *kg*,
Die Winkel seien $\alpha = 20$ und der Winkel $\beta = 35°$.

1) Pötschmühle, Zeitschr. d. V. D. Ingenieure 1901, S. 180.

Die Umfangsgeschwindigkeit u ist demnach:

$$u = 0{,}451\ c_e$$

und $$\eta_i = 0{,}738.$$

Die Eintrittsspannung mit $p_1 = 8{,}61$ *kg/qcm* absolut ergibt die Geschwindigkeit $c_0 = 449{,}78$ *m*.

Nach dem Verhältnis $\frac{p_1}{p_2} = \frac{8{,}61}{0{,}098}$ ergibt sich $\frac{c_e}{c_0} = 2{,}554$

und somit $c_e = 1148{,}7$ *m*.

Die Strömungsenergie:

$$H = \frac{c_e^2}{2\,g} = 67\,322\ kgm.$$

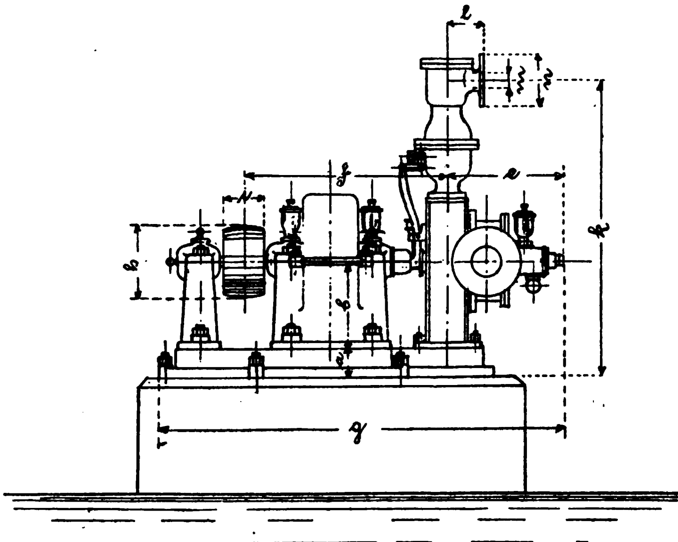
Für den stoßfreien Eintritt müßte sein:

$$u = 0{,}451,\ c_e = 518\ m.$$

Der Durchmesser des Laufrades 2 r = 680 *mm* vorausgesetzt, müßte die theoretische Umlaufszahl 14550 pro Minute ergeben, da dieselbe jedoch nur 10565 beträgt, und mithin die mittlere Umfangsgeschwindigkeit 376 *m* ist, so erfolgt der Dampfeintritt unter Stoß in den Motor.

In nebenstehender Tabelle ist der Dampfverbrauch pro PS/st. nach Mitteilung der Maschinenfabrik Humboldt in Kalk bei Köln angegeben. (S. anhängende Tafel.)

Ebenso sind die untenstehenden Konstruktionszeichnungen von der angeführten Firma zur Verfügung gestellt worden.

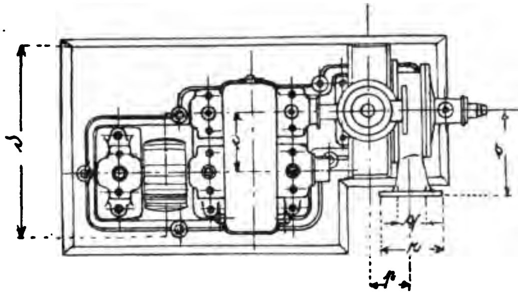


Konstruktionszeichnung (Aufriß) zur Tabelle 6.

ktive Pferdestärke.

12			13			14			15			Effektive Pferdestärke
Hochdruck	Kondens. 64 *cm*	70 *cm*	Hochdruck	Kondens. 64 *cm*	70 *cm*	Hochdruck	Kondens. 64 *cm*	70 *cm*	Hochdruck	Kondens. 64 *cm*	70 *cm*	
22,7	—	—	22,2	—	—	21,7	—	—	21 3	—	—	3
22,7	15,8	15,0	22,2	15,6	14,9	21,7	15,4	14,8	21,3	15,2	14,7	5
20,0	13,2	12,2	19,0	13,0	12,1	18,0	12,8	12,0	17,5	12,6	11,8	10
18,7	12,7	11,7	18,0	12,5	11,6	17,3	12,3	11,5	16,8	12,1	11,4	15
18,2	11,1	10,1	17,5	11,0	10,0	17,0	10,9	9,9	16,5	10,8	9,8	20
17,3	10,6	9,7	16,9	10,5	9,6	16,5	10,4	9,5	16,1	10,3	9,4	30
16,8	10,2	9,3	16,4	10,1	9,2	16,0	10,0	9,1	15,7	9,9	9,0	50
15,8	10,0	9,1	15,4	9,9	9,0	15,0	9,8	8,9	14,7	9,7	8,8	
(16,6)	9,0	8,1	(16,2)	8,9	8,0	(15,9)	8,8	7,9	(15,6)	8,7	7,8	100
14,6	10,0	9,1	14,2	9,9	9,0	13,9	9,8	8,9	13,6	9,7	8,8	—
15,0	8,7	7,9	14,7	8,6	7,8	14,4	8,5	7,7	14,1	8,4	7,6	150
13,9	—	—	13,5	—	—	13,2	—	—	12,9	—	—	—
14,5	3,4	7,4	14,2	8,3	7,3	13,9	8,2	7,25	13,6	8,1	7,2	225
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
16,5	8,0	6,95	16,0	7,9	6,85	15,6	7,8	6,8	15,2	7,7	6,75	300

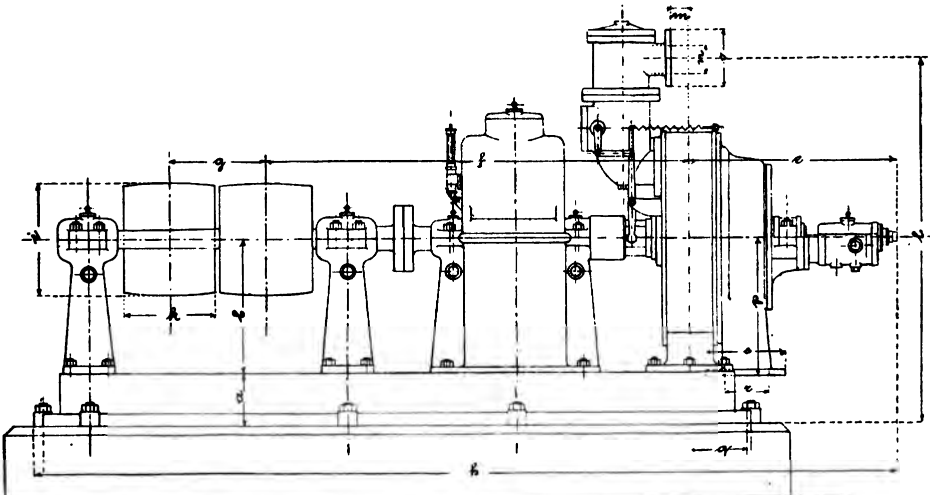
h:



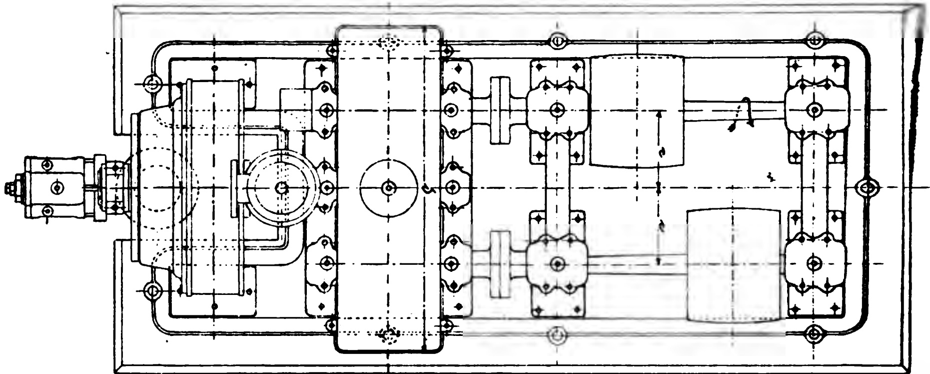
Konstruktionszeichnung (Grundriß) zur Tabelle 6.

Tabelle 6. Maße für Konstruktionszeichnungen von de Laval-Turbinen.

PS	a	b	c	d	e	f	g	h	i	k	l	m	n	o	p	q	r	Tourenzahl
20	100	290	197	636	397	678	1354	240	130	996	130	50	160	290	236	100	230	2000
30	100	290	197	646	397	763	1464	240	155	996	130	50	160	290	236	100	230	2000



Konstruktionszeichnung (Aufriß) zur Tabelle 7.



Konstruktionszeichnung (Grundriß) zur Tabelle 7.

Tabelle 7. Maße für Konstruktionszeichnungen von de Laval-Turbinen.

PS	a	b	c	d	e	f	g	h	i	k	l	m	n	o	p	q	r	s	Tourenzahl
75	175	485	256	1060	700	1395	235	2685	390	215	1150	80	80	200	485	175	150	290	1250
100	200	530	307	1320	850	1668	320	3320	440	300	1330	68	100	230	550	225	175	320	1050
150	230	530	340	1500	850	1895	420	3585	480	400	1330	68	100	230	550	225	225	370	950
200	250	550	475	2100	950	2025	440	3835	620	420	1530	50	125	260	575	300	250	400	750
300	300	550	475	2100	950	2245	500	4190	810	480	1530	50	125	260	575	300	300	450	750

Parsons' Dampfturbine.

Während de Laval nur ein einziges Laufrad als Achsialturbine anwendet und dieses dem Freistrahlprinzipe entsprechend angeordnet mit einer enormen Umlaufsgeschwindigkeit laufen läßt, ist es Parsons durch Konstruktion der sogenannten Stufenturbine gelungen, diese Geschwindigkeit herabzusetzen, indem er eine Reihe von Turbinenrädern in eine derartige Verbindung bringt, daß der Dampf der Reihe nach sämtliche Einzelturbinen, die auf gemeinschaftlicher Achse sitzen, durchströmt. Nach Verlassen des ersten Turbinenrades nimmt der Dampf seinen Weg wieder durch ein feststehendes Leitrad, um durch die Schaufeln desselben entsprechend geleitet in das nächstfolgende Turbinenrad einzutreten, passiert nach Verlassen desselben neuerdings ein feststehendes Leitrad, usw. Der Dampf gibt auf diese Art an jede einzelne Turbine nur einen Bruchteil seines Arbeitsvermögens ab, das von der ganzen Turbine aufgenommene gesamte Arbeitsvermögen kann infolge dieser Anordnung ohne Annahme einer außerordentlich hohen Geschwindigkeit derart groß sein, daß die erzielte Wärmeausnützung jener der nach dem Freistrahlprinzipe gebauten Turbinen gleichkommt.

Die beiden hauptsächlich noch zu überwindenden Schwierigkeiten waren eine zweckmäßige Konstruktion der Stufenturbinen und eine zweckentsprechende Lagerung der starren Turbinenwelle in Berücksichtigung der immerhin noch hohen Tourenzahl. Es erschien daher angemessen sich einer der bereits bewährten Konstruktionen der Wasserturbinen, der Achsialturbine oder der Radialturbine mit innerer bezw. äußerer Beaufschlagung unter Anwendung der für die Bewegung des Dampfes bekannten Gesetze zuzuwenden.

Parsons entschied sich zunächst für die Achsialturbine, baute jedoch infolge geschäftlicher Ursachen später auch Radialturbinen, um sich dann schließlich nach Beheben derselben wieder dem Bau der Achsialturbinen zuzuwenden.

Behufs Erzielung eines günstigen Effektes bei mäßiger Umfangsgeschwindigkeit und entsprechend kleinen Durchmessern der Turbinenräder schien es naheliegend, den Dampf durch eine größere Anzahl aufeinander folgender Turbinenräder derart zu leiten, daß derselbe auf seinem Wege durch jedes einzelne Rad nur eine geringe Druck-

abnahme erfährt; dadurch konnte auch theoretisch dessen Geschwindigkeit in richtige Beziehung zur Umlaufsgeschwindigkeit des Rades gebracht und auch eine der Bedingungen zur Erzielung eines ökonomischen Wirkungsgrades erfüllt werden. Ein großer Raddurchmesser würde allerdings den Vorteil einer geringen Tourenzahl geboten haben; dieser Vorteil wäre jedoch infolge des erhöhten Reibungswiderstandes des Rades an dem dasselbe umgebenden Dampfe durch den hierdurch sehr verminderten mechanischen Wirkungsgrad mehr als aufgehoben worden.

Wie bereits erwähnt wurde ist die Parsonsturbine, wie sie in neuerer Zeit wieder gebaut wird, eine achsiale Turbine mit voller Beaufschlagung. Sie besteht im wesentlichen aus einer in zwei Lagern drehbaren und mit verschiedenen Abstufungen versehenen horizontalen Trommel, die von einem ebenfalls entsprechend abgestuften, zweiteiligen Gehäuse in einem gewissen Abstand umgeben ist. In diesem so gebildeten längs der Trommel konzentrisch verlaufenden freien Raum ist eine Anzahl Turbinenräder untergebracht. Die Schaufeln der Leiträder sind an dem äußeren Gehäuse befestigt und in radialer Richtung von außen nach innen, also gegen die Trommel stehend angeordnet, während die Schaufeln der Laufräder, die auf der drehbaren Trommel befestigt sind, radial nach außen, also gegen das Gehäuse stehen. Die letzteren Schaufeln bilden parallele Schaufelkränze, die sich zwischen den feststehenden Leiträdern bewegen. Die Laufräder sind nach außen und die Leiträder nach innen offen.

Die Schaufeln sind aus geschmiedeter Spezialbronze hergestellt, Materialfehler sind ausgeschlossen, da solche infolge der geringen Schaufeldicke nicht verborgen bleiben können. Die Schaufeln werden in der Art befestigt, daß sie in schwalbenschwanzförmige Nuten der Stahlwalze eingesetzt werden; diese Befestigung bietet gegen ein Herausfliegen der Schaufeln absoluten Schutz.

Die Entfernung zwischen zwei aufeinander folgenden Schaufelreihen beträgt 3 bis 4 *mm* und die Erfahrung hat gezeigt, daß der Dampfverbrauch sich nicht ändert, wenn dieser Zwischenraum um ein geringes größer oder kleiner wird. Was den Raum zwischen Schaufeln und Zylinderwandung betrifft, so ist dieser nahe dem Dampfeintritt bei den ersten Schaufelkränzen so bemessen, daß ein Schleifen der Schaufeln gegen die Zylinderwandung ausgeschlossen ist; jedoch in größerer Entfernung vom Dampfeintritt beträgt dieser Zwischenraum ohne nachteiligen Einfluß auf den Dampfverbrauch 2 bis 3 *mm*.

In Fig. 28 ist ein Teil zweier benachbarten Laufradschaufelkränze mit dazwischen liegenden Leitschaufelringen in ihrer gegenseitigen Lage dargestellt.

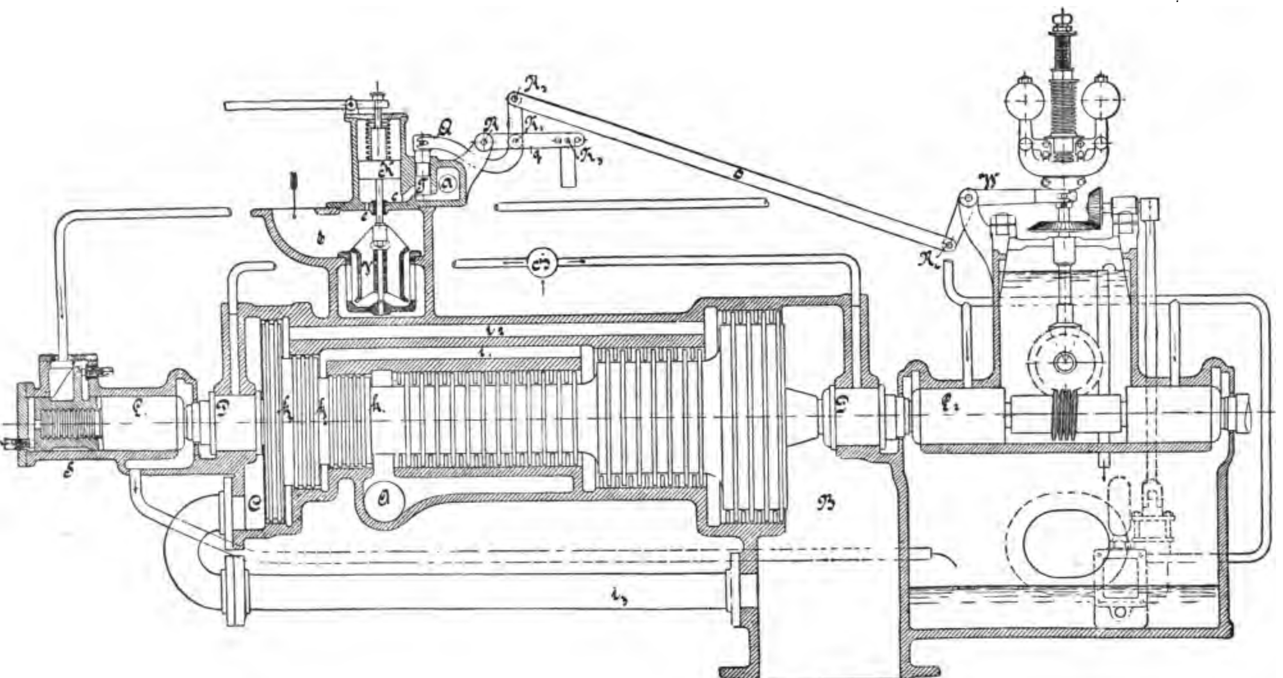


Fig. 39. Schematischer Längsschnitt durch eine Parsons-Turbine.
E Dampfraum, A Eintrittsstelle in den gußeisernen Zylinder, B Austrittsstelle, k_1 k_2, k_3 Entlastungskolben, i_1, i_2, i_3 Kanäle zur Verbindung dieser Kolben mit den Abstufungsstellen des Walzenteiles A B, D Austrittsstelle der Welle aus dem Turbinenraum, L_1, L_2 Lager, V Ventil, K Ventilkolben, e_1, e Dampfkanäle, T Kolben im Schieberkasten, Q, R, R_1, R_2, R_3, R_4 Hebelübertragung, s Verbindungsstange, W Regulator und Ölpumpe.

In Fig. 39 ist ein Längenschnitt einer Compoundmaschine angeordnet für den direkten Betrieb einer Dynamo dargestellt; in den allgemeinen Umrissen einer wirklichen Ausführung hinsichtlich einzelner Details, als der Betätigung des Einlaß- als Regulierventil usw., ist dieselbe nicht vollständig.

Der Dampf tritt nach Passierung des Regulierventils V bei A in die Turbine ein, durchströmt zunächst einen Ring festliegender Leitschaufeln, tritt aus diesen im Sinne der Drehung in die unmittelbar darauf folgenden Laufradschaufeln, an diese Kraft und Bewegung abgebend, trifft bei seinem Austritt auf den nächsten Leitschaufelring und wird durch diesen wieder zurückgeworfen. Dieser Vorgang wiederholt sich bei jedem der der Reihe nach aufeinander folgenden Schaufelringe. Die zur Erzeugung der hohen Eintrittsgeschwindigkeit des Dampfes für jeden Ring erforderliche Energie wird durch den Spannungsabfall von Laufrad zu Laufrad ersetzt, während der Dampf von Stufe zu Stufe allmählich expandiert. Im Verhältnis der Volumenzunahme des Dampfes entsprechend der fortschreitenden Expansion müssen die Durchflußquerschnitte der einzelnen Schaufelringe nach und nach vergrößert werden.

Dieser Bedingung kann dadurch Rechnung getragen werden, daß entweder die Stellung der Schaufeln, Größe des Eintritts- und Austrittswinkels, in dem Maße der zunehmenden Expansion des Dampfes bei gleichbleibendem Durchmesser der Turbinenräder geändert, oder aber bei gleichbleibender Schaufelstellung der Durchmesser der Räder, wenn auch nicht von Stufe zu Stufe, so doch partienweise, ähnlich der Volumenzunahme der Zylinder bei Compoundmaschinen, vergrößert wird. Für Turbinen, welche mit höheren Spannungen und mit Kondensation arbeiten, wählte Parsons letzteren Weg, da für so bedeutende Druckdifferenzen durch bloße Änderung des Schaufelwinkels das Auslangen nicht gefunden werden kann, ohne den Wirkungsgrad nachteilig zu beeinflussen.

Zur Entlastung des Achsialdruckes sind auf der Turbinenachse Balancekolben k_1, k_2, k_3 angebracht, deren Durchmesser jenen der Gruppenlaufräder a, b, c entsprechen; behufs Druckausgleichung ist zwischen B und C und den korrespondierenden Balancekolben k_2 und k_3 eine Verbindung im Zylindergehäuse hergestellt. Der Druckausgleich zwischen A und D findet im Einströmraume A statt.

Da sich vor und hinter den Balancekolben Dampf von verschiedenem Drucke befindet, entsprechend dem Drucke in den verschiedenen Expansionsstufen, so müssen die Kolben gegen den gußeisernen Zylinder abgedichtet sein.

Zu diesem Zweck sind sowohl die Kolben als die Zylinder mit regelmäßig angeordneten ringförmigen Erhöhungen und Vertiefungen

versehen, die gegenseitig ineinander greifen, jedoch so, daß die Kolben frei und ohne Reibung rotieren können.

Diese eigenartige Anordnung, Labyrinthdichtung genannt, bewirkt eine vollständige Abdichtung durch den Dampf selbst in der Weise, daß sie die den rotierenden Teil umgebenden Dampfmoleküle infolge der Dampfreibung und der Drosselung in den Rillen, verbunden mit der Zentrifugalkraft, gewissermaßen zur Bildung eines Dampfschleiers zwischen rotierendem und feststehendem Teil veranlaßt. Dieser Dampfschleier setzt dem Durchströmen des Dampfes einen großen Widerstand entgegen und bewirkt dadurch die gewünschte Abdichtung unter Vermeidung jeglicher Reibung metallischer Teile aneinander.

Der Wegfall jeder Reibung zwischen feststehenden und rotierenden Teilen, welcher eine Schmierung entbehrlich macht und eine Abnutzung dieser Teile nicht eintreten läßt, ist ein bedeutender Vorteil.

Eine Abdichtung ist ferner an den in der Figur mit D bezeichneten Stellen notwendig, an welchen die Welle aus dem Zylinder tritt. Auch hier ist die Abdichtung nach dem Prinzip der Labyrinthdichtung ausgeführt.

Jedoch ist hier folgendes noch zu beachten:

Bei Auspuffturbinen enthält der Zylinder an den Stellen D den bereits expandierten Dampf, dessen Druck ungefähr demjenigen der atmosphärischen Luft gleichkommt, so daß bei D eine Abdichtung in nur geringem Maße erforderlich ist, bei Kondensation dagegen herrscht im Zylinder an den Stellen D das Vakuum des Kondensators.

Da nun der Druck der außerhalb des Zylinders befindlichen atmosphärischen Luft größer ist, so würden kleine Luftmengen in das Innere des Zylinders eintreten und somit das an den Stellen D herrschende Vakuum empfindlich stören, wenn nicht den Dichtungsstellen geringe Dampfmengen zugeführt würden, welche die Abdichtung bewirken und den Lufteintritt verhindern.

Der etwaige dadurch ermöglichte Eintritt geringer Dampfmengen in den Zylinder stört dagegen das Vakuum nicht, da diese zusammen mit dem Abdampf der Turbine sofort kondensiert werden.

Die Erfahrung zeigte, daß die Zuführung von äußerst geringen Dampfmengen ausreicht, um den Zutritt von Luft zu verhüten, was einen Beweis für die Zweckmäßigkeit der Labyrinthdichtung darstellt.

Der zur Abdichtung verwendete Dampf ist nicht Frischdampf, sondern er wird dem Dampfeinlaßapparat entnommen, nachdem er dort bereits Arbeit verrichtet hat.

Diese Abdichtungsart ergibt folgende Vorteile der Dampfturbine gegenüber der Kolbenmaschine:

1. jegliche Reibungsstellen innerhalb der Dampfräume und die damit verbundenen unvermeidlichen Übelstände sind vermieden;

2. Dichtungs- und Packungsmaterialien, welche unter den Betriebskosten der Kolbenmaschine eine Rolle spielen, sind nicht erforderlich;

3. der Betrieb der Turbine ist unabhängig von der Bedienung, Wartung und Schmierung der Abdichtungsstellen und der reibenden Maschinenteile, welche von großem Einfluß auf den Dampfverbrauch, mechanischen Wirkungsgrad der Kolbenmaschine usw. sind und große Anforderungen an die Geschicklichkeit des Bedienungspersonals stellen.

Die hohe Umlaufszahl der Turbinen erforderte eine besondere Sorgfalt der Lagerkonstruktion und Ölung. Die Hauptlager der Turbine stehen in einem Ölbade, das durch eine Ölpumpe beständig in Zirkulation erhalten wird. Die Lager, in welchem die Welle läuft, bestehen aus mehreren (4) konzentrischen Stahlröhren, die lose übereinander gesteckt sind, so daß eine ganz dünne Ölschicht zwischen denselben unter dem Drucke der Ölpumpe ihren Weg hindurchnimmt. Die eigentliche Lagerschale aus Bronze steckt wiederum in diesen Röhren. Diese Anordnung gewährt der Welle eine gewisse Beweglichkeit und Freiheit, ihre Lage selbst einstellen zu können, anderseits verhindert die Zähigkeit der dünnen Ölschicht zwischen den Röhren die Möglichkeit einer Oszillationsbewegung der Welle. Die Lager laufen jahrelang ohne einer Nacharbeit zu bedürfen, da das Gewicht der Welle gering und der vollkommene Druckausgleich an ihrem Umfange einen kleinen unbedeutenden Lagerdruck zur Folge hat.

Das zur Schmierung der Lager erforderliche Öl wird durch eine Ölpumpe einem Ölbehälter entnommen und mit einem Druck von rund 1,5 Atmosphären den Lagern zugeführt, wo es zwischen Achse und Lagerbüchse, und wie bereits angegeben zwischen die einzelnen Lagerbüchsen gepreßt wird; von dort aus wird das Öl dem Behälter wieder zugeführt, von wo es von der Pumpe wieder aufgesaugt wird. Der Druck des mit 1,5 Atmosphären zwischen Welle und innerste Lagerschale gepreßten Öles kommt ungefähr dem spezifischen Druck der Welle auf die Lagerschale gleich, so daß die Welle eigentlich nur durch das Öl getragen wird, die Abnutzung der Lagerschalen hierdurch auf ein Minimum reduziert wird.

Die Ölpumpe wird von der Turbinenwelle aus durch ein Schneckengetriebe angetrieben, das zugleich den Dampfeinlaß und Regulierapparat betätigt.

Der Ölverbrauch ist gering, da das zur Lagerschmierung verwendete Öl einen fortwährenden Kreislauf ausführt und Ölverluste nur durch Verdunstung und durch die nach 2000 bis 3000 Betriebsstunden erforderliche Filtrierung des Öles entstehen können.

Der Ölverbrauch der Parsonsdampfturbine variiert je nach der Größe der Dampfturbine zwischen 0,6 und 0,07 *g* pro Pferdekraftstunde.

Das Fehlen jeglicher Reibungsstellen innerhalb der Dampfräume verhindert eine Schmierung des Dampfes, so daß das Kondensat der Dampfturbine sofort ohne irgend welche Behandlung, also warm, zur Speisung der Kessel zu verwenden ist, mithin noch eine Kohlenersparnis außer der Ersparnis an Reinigungskosten bedingt.

Die Geschwindigkeit der Maschine wird in der Weise geregelt, daß der Dampf nicht fortwährend, sondern stoßweise in regelmäßigen Zwischenräumen eintritt, die Dauer jedes einzelnen Eintrittes wird selbsttätig durch einen der jeweiligen Leistung der Maschine entsprechenden Pendelregulator bestimmt. Das periodische Öffnen und Schließen vollzieht sich gewöhnlich nach einer bestimmten Umlaufszahl (20 oder 30 Touren). Der Anhub des Ventils wird von der Bewegung des Exzenters abgeleitet, während die Dauer des Eröffnens desselben durch einen Regulator kontrolliert wird. Die Anordnung wird hiebei meist wie in unserer Fig. 39 getroffen, das Einlaßventil V wird von einem langen einarmigen Hebel s betätigt, der durch den Exzenter und durch Vermittelung des in R gelagerten, zweiarmigen Hebels R R_1 R_3 auf- und abwärts bewegt wird. Das Ventil ist mit dem Ende R_2 des Hebels s derart verbunden, daß es an der aufwärtsgehenden Bewegung dieses Hebels um so länger teilnimmt, je tiefer der andere Endpunkt R_4 desselben liegt. Die Lage dieses Punktes als veränderlicher Drehpunkt des Hebels s wird durch den Regulator eingestellt.

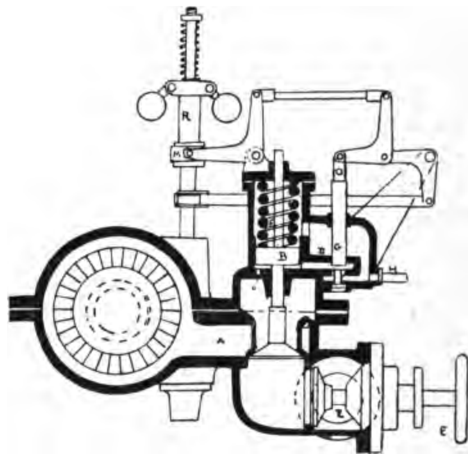


Fig. 40. Steuerungsschema einer Parsons-Turbine.

In Fig. 40 ist ein Steuerungsschema der Parsonsturbine dargestellt, wie sie von der Firma Brown, Boveri & Cie. in Baden (Schweiz) gebaut werden.

Durch das Haupteinlaßventil E, das von der Hand bewegt wird, tritt der Dampf in die Ventilkammer ein. Bei gehobenem Ventil kann derselbe von dort aus in die Admissionskammer A der Turbine überströmen. Durch die Öffnung O in der Ventilkammer gelangt er unter

den in einem kleinen Zylinder spielenden Kolben B, der auf der Stange des Ventils V festgekeilt ist. Je nachdem nun der Ausströmungskanal D durch den Kolbenschieber G mehr oder weniger geschlossen ist, vermag der Dampf den Kolben B, bezw. das Ventil V unter Überwindung des Federdruckes F zu heben. Der Kolbenschieber G führt eine auf- und abwärtsgehende Bewegung aus, die durch den Exzenter X bedingt wird. Dieser ist vermittels einer Schneckenradübersetzung von der Turbinenwelle angetrieben, so daß die Anzahl der Schwingungsperioden in direktem Zusammenhang mit der Turbinengeschwindigkeit steht. Die mittlere Schwingungslage des Kolbenschiebers wird je nach der Stellung der Muffe des Zentrifugalregulators R geändert, welche Änderung sich auch natürlich auf die mittlere Schwingungslage des Kolbens B bezw. des Ventils V überträgt, ähnlich wie dies bei gewöhnlichen Servomotoren der Fall ist.

Der Abdampf des Servomotors steht in direkter Verbindung mit dem Zylinderraum oberhalb des Kolbens B und strömt durch den Kanal H, sei es bei Betrieb mit Auspuff ins Freie oder durch Röhren zu den Labyrinthdichtungen der Turbinenwelle. Um eventuell auch auf die Stopfbüchsen Frischdampf leiten zu können, ist eine Vorrichtung hierzu angebracht.

Diese eigenartige Weise, die Einströmung des Dampfes zu regulieren, hat den Vorteil, daß, wenn auch nur zeitweise Dampf von höherem Druck verwendet wird, die Ausnützung desselben in rationellerer Weise erfolgt als bei einer Regulierung auf reine Drosselung. Der Umstand ferner, daß die Steuervorrichtung in steter Bewegung ist, bewirkt ein leichteres, sicheres Funktionieren derselben, als wenn sie zeitweise in Ruhe wäre.

Die Geschwindigkeit, mit der Parsonsturbinen laufen, entspricht je nach der Größe der Maschine einer Umdrehungszahl von 750 bis 4000 in der Minute. Infolge dieser hohen Tourenzahl eignen sich die Turbinen zur direkten Kuppelung mit elektrischen Generatoren, Zentrifugalpumpen, Ventilatoren usw.

Eine weitere wichtige Anwendung finden die Dampfturbinen bei Schiffsbetrieb, zum direkten Antrieb der Schiffsschrauben. Die enormen und stetig zunehmenden Anforderungen an die Leistung der Maschine, vereint mit der zunehmenden Geschwindigkeit moderner Betriebe, stellen das Bedürfnis nach einer leichten, vollständig ausbalancierten, ökonomischen Maschine um so mehr in den Vordergrund, als die Kolbendampfmaschinen, um diesen Anforderungen zu genügen, immer teurer und schwerer werden, sowie immer größere Dimensionen annehmen.

Es ist bekannt, daß die Außendimensionen einer Maschine einer gegebenen Leistung um so kleiner sind, je höher ihre Tourzenzahl ist. Da die Tourenzahl der Dampfturbine eine wesentlich höhere als

jene der Kolbenmaschine ist, so beansprucht dieselbe bedeutend kleinere Abmessungen, um so mehr als die umfangreichen Kurbelmechanismen in Wegfall kommen.

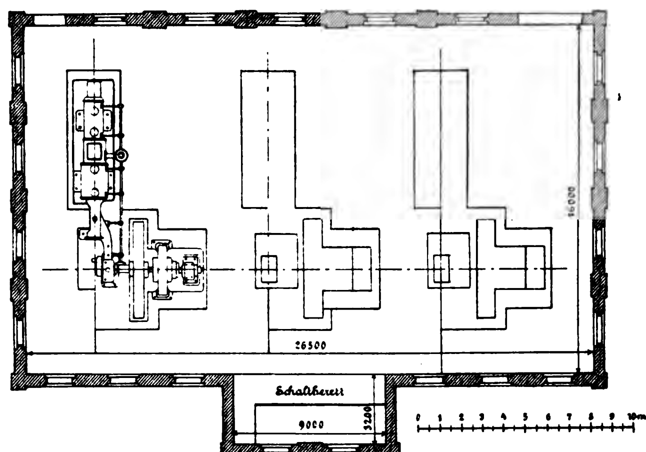


Fig. 41a. Abmessungen für den Platzbedarf von drei Kolbendampfmaschinen von je 600 PS.

Der Platzbedarf einer Parsonsturbine beträgt ungefähr $^1/_3$ des Platzbedarfes einer liegenden Dampfmaschine und $^1/_2$ desjenigen einer stehenden Dampfmaschine gleicher Leistung.

Einen Vergleich der Dampfturbine mit der Kolbendampfmaschine in bezug auf den Platzbedarf gestatten vorstehende Abbildungen der Fig. 41a und b. Die Grundfläche der Maschinenhalle für Kolbendampfmaschinen beträgt 425 *qm*, die Halle enthält drei liegende Kolbendampfmaschinen von je 600 PS, direkt gekuppelt mit je einer Dynamomaschine; die Grundfläche der Maschinenhalle für Parsonsturbinen beträgt 135 *qm*, die Halle enthält drei Parsonsturbinen von je 600 PS, welche direkt mit je einer Dynamomaschine gekuppelt sind.

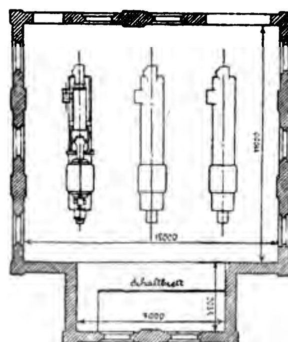


Fig. 41b. Abmessungen für den Platzbedarf von drei Parsons-Turbinen von je 600 PS.

Das Gewicht der Dampfturbine ist bedeutend geringer als dasjenige der Kolbenmaschine, dieses beträgt im Mittel je nach der Größe und Leistung der Maschine 100 bis 60 *kg* pro effektive Pferdestärke, wogegen das Gewicht einer Parsonsturbine nur 25 bis 15 *kg* pro effektive Pferdestärke beträgt.

Ein Maschinenteil, welcher zur Erzielung des guten Funktionierens ganz besonders schwer dimensioniert werden muß, das Schwungrad der Kolbendampfmaschine, fällt bekanntlich bei Dampfturbinen ganz weg.

Abgesehen von den geringeren Fundamentierungskosten ist das Gewicht einer Maschine insofern von wesentlichem Einfluß auf die Anlagekosten, als es maßgebend ist für die Dimensionierung der Kranen, welche zur Erleichterung der Montage in der Maschinenhalle vorgesehen werden müssen. Diese können aber in Maschinenhallen, welche nur Dampfturbinen erhalten, wesentlich leichter werden, als für die Aufstellung gleich großer Kolbendampfmaschinen erforderlich wäre; für Turbinen von einer Leistung von nur einigen 100 PS sind Krane überhaupt nicht erforderlich.

Infolge Abwesenheit jeder achsialen Kippbewegung benötigen die Dampfturbinen keiner speziellen Fundamente, selbst große Maschinen können auf massiven Holzunterlagen ohne weitere Fundierung aufgestellt werden, so daß die Anlagekosten hiedurch vermindert werden.

Infolgedessen ist auch die Montage der Dampfturbinen eine einfache und rasch zu erledigende.

Bei den Dampfturbinen befinden sich ferner in dem unter Dampfdruck stehenden Teile keine reibenden Maschinenorgane, so daß das Zylinderöl, welches für Kolbenmaschinen benötigt wird, in Wegfall kommt.

Die mit diesen Dampfturbinen gemachten Erfahrungen beweisen, daß die Schaufeln keiner Abnützung unterliegen. Die Beanspruchung derselben auf Festigkeit ist außerordentlich gering, so daß dieselben infolge ihrer Abmessungen eine zwanzig- bis vierzigfache Sicherheit bieten.

Die Maschinen arbeiten mit überhitztem Dampf ebenso vorteilhaft, wie die de Laval-Turbinen und bei entsprechender Überhitzung wird eine Dampfersparnis von 8 bis 10% gegenüber gesättigtem Dampfe erzielt, ferner kann man da wie dort die Überhitzung beliebig hoch steigern, da keine Teile vorhanden sind, die darunter leiden würden.

Hinsichtlich des Dampfverbrauches seien im nachstehenden einige Resultate angestellter Versuche angegeben.

Im Jahre 1897 machte Mr. Hunter, Ingenieur der Newcastle and District Electric Lighting Co., Versuche an einer für die Gesellschaft gelieferten 200 Kilowatt-Turbine, die mit einer Gleichstromturbine direkt gekuppelt war; die Turbine arbeitete normal mit Kondensation, doch wurde auch für Auspuffbetrieb möglichste Ökonomie bedingt. Die Kesselspannung betrug 9,84 *kg/qcm* absolut; die Endspannung bei Kondensationsbetrieb 0,105 *kg/qcm*, das totale Expansionsverhältnis daher rund 1 : 100.

Der Speisewasserverbrauch wurde durch sorgfältig geaichte Gefäße, aus welchen das Wasser entnommen wurde, die elektrische Leistung durch Kelvins Wattmesser, durch Ampère- und Voltmesser ermittelt.

Die Ergebnisse dieser Versuche wurden graphisch in Fig. 42 und ziffernmäßig in nachstehender Tabelle niedergelegt.

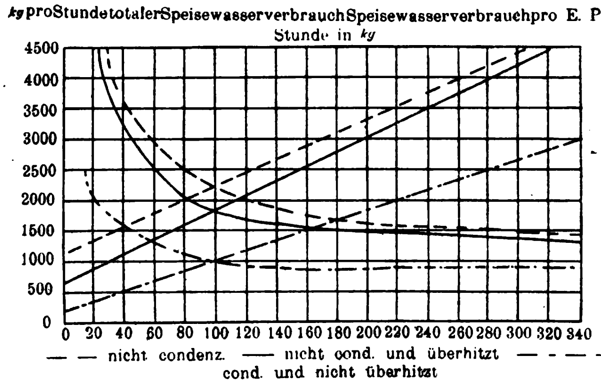


Fig. 42. Graphische Darstellung einer Untersuchung über den Dampfverbrauch an einer Parsons-Turbine von 200 PS.

Aus der Tabelle ersieht man, daß der Speisewasserverbrauch bei gesättigtem Dampfe, voller Leistung und Auspuff in die Atmosphäre 14,41 *kg*, bei einer leichten Überhitzung von rund 17 ° C 13,86 *kg* und bei gesättigtem Dampfe und Kondensation (Vakuum 635 *mm* Quecksilbersäule) 8,73 *kg* pro elektrischer PS betrug. Nimmt man das Verhältnis der von der Dynamo geleisteten Arbeit in PS zu der vom Dampfe der Turbine abgegebenen Arbeit in PS mit 0,75 an, dann ergibt sich ein Dampfverbrauch pro PS_i und Stunde von 10,86 *kg* bei gesättigtem Dampfe und Auspuff, bezw. 6,85 *kg* bei gesättigtem Dampfe und Kondensation.

Tabelle 8.

Kilowatts	Elektrische PS	Totaler Verbrauch an Speisewasser pro Stunde in *kg*	Speisewasserverbrauch pro Kilowatt und Stunde in *kg*	Speisewasserverbrauch pro elektrischer PS und Stunde in *kg*	
219,2	298,1	4298	19,61	14,41	Auspuff mit gesättigtem Dampf
98,7	134,2	2655	26,90	19,80	
54,5	74,1	1966	36,09	26,54	
—	—	950	—	—	
203,0	276,1	3827	18,85	13,86	Auspuff mit schwach überhitztem Dampf
106,1	144,3	2400	22,62	16,63	
—	—	636	—	—	
208,0	282,9	2471	11,88	8,73	Kondensation mit gesättigtem Dampf
108,4	147,4	1379	12,72	9,36	
—	—	241	—	—	

Im Jahre 1902 nahmen Prof. F. Weber von Zürich und Ingenieur Struppler vom schweizerischen Dampfkesselverein in Chur an einer 300pferdigen Dampfturbine Versuche ab.

Die Resultate der Dampfverbrauchsmessungen bei einem Admissionsdrucke von 12,5 Atmosphären und 250° C sind folgende:

	Belastung		4/4 kg	3/4 kg	2/4 kg
Dampf-konsum	für die effektive Kilowatt-Stunde	an der Turbinenwelle	9,59	10,03	10,77
	» » » PS-Stunde	an der Turbinenwelle	7,03	7,39	7,9
	entsprechend für die ind. PS-Stunde rund . . .		6,0	—	—

Bei plötzlichen Belastungsänderungen zwischen den Grenzen von 75 und 300 PS um:

± 25 % betrug die maximale Tourenschwankung . . . . 0,37 %
± 50 % » » » » . . . . . 0,46 %
und von 300 auf 100 PS betrug die maximale Tourenschwankung 0,85 %

In demselben Jahre nahm Prof. Weber im Verein mit Ingenieur Richter, Direktor des Kohlenbergwerkes in Tschöppeln in Schlesien an einer 600pferdigen Dampfturbine Versuche ab, die das in Fig. 43 graphisch dargestellte Ergebnis hatten.

Daraus geht hervor, daß diese Turbine bei einem Admissionsdrucke von 7,5 Atmosphären und gesättigtem Dampfe einen Dampfverbrauch von 10,5 *kg* für eine Kilowatt-Stunde an den Klemmen der Dynamo bezw. 9,5 *kg* für die Kilowatt-Stunde oder 6,98 *kg* für eine effektive PS-Stunde an der Turbinenwelle (entsprechend rund 6,1 *kg* für die ind. PS-Stunde) aufwies. Mit einer Überhitzung bis zu 250° C fallen diese Werte um etwa 12 % niedriger aus.

Fig. 43. Graphische Darstellung einer Untersuchung über den Dampfverbrauch an einer Parsons-Turbine von 600 P S.

Von großem Interesse sind auch die Versuche, welche Anfang 1900 an einer für die Stadt Elberfeld bestimmten 1000 Kilowatt-Dampfturbine auf dem Werke der Firma C. A. Parson & Co. in Newcastle on Tyne durchgeführt wurden und unter anderm auch in der Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure 1900 veröffentlicht wurden.

Außer dem Dampfverbrauch der Dampfturbinen ist auch noch die Änderung der Tourenzahl derselben näher zu betrachten.

Die Änderung der Tourenzahl, sowie der Übergang von einer Geschwindigkeit in eine andere als plötzliche Folge einer Be- oder Entlastung ist von der Art der Regulierung abhängig.

Bei Verwendung eines Zentrifugalregulators nimmt der Übergang der Geschwindigkeit den in der Fig. 44 gezeichneten Verlauf.

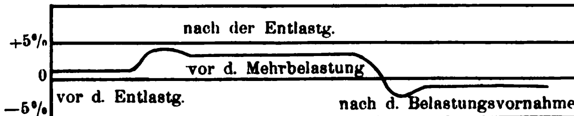


Fig. 44. Diagramm der Tourenschwankung bei einer Belastungsänderung der Parsons-Turbine bei Verwendung des Zentrifugalregulators.

Der Übergang vollzieht sich innerhalb 10 bis 15 Sekunden, mit einer einzigen, die folgende Umlaufszahl überschreitenden Schwankung.

In nachstehender Tabelle ist der ziffermäßige Einfluß des Regulators dargelegt. a bezeichnet hierin die größte Änderung der Geschwindigkeit in Prozenten der vorhergehenden, b den Prozentsatz, um welchen die darauf folgende Geschwindigkeit überschritten wurde, und c die Differenz von a bis b als Prozentsatz der bleibenden Geschwindigkeit.

Tabelle 9.

Mittelwerte der Belastung in Kilowatt	Mittelwerte der Veränderungen der Geschwindigkeit		
	a	b	c
957	1,75	0,67	1,08
694	1,28	0,65	0,63
497	1,36	0,73	0,63
405	1,62	0,86	0,76
251	1,37	0,63	0,74

Bei Verwendung eines elektrischen Regulators nehmen die Diagramme den in Fig. 45 dargestellten Verlauf; dieselben zeigen bei

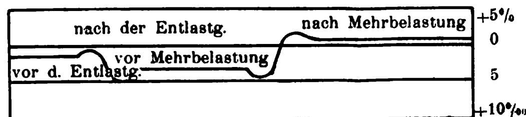


Fig. 45. Diagramm der Tourenschwankung bei einer Belastungsänderung der Parsons-Turbine bei Verwendung eines elektrischen Regulators.

Abnahme der Belastung eine Abnahme der Geschwindigkeit und bei Zunahme der Belastung eine Zunahme der Geschwindigkeit im Gegensatz zu dem Diagramm des Zentrifugalregulators.

In der folgenden Tabelle ist wiederum die Schwankung der Geschwindigkeit bei plötzlicher Be- oder Entlastungsänderung dargestellt.

Tabelle 10.

Mittelwerte der Belastung in Kilowatt	Mittelwerte der Veränderungen in Prozent			Bleibende Veränderung
	a	b	d	c
281	—	—	—	—
492	0,31	0,22	1,32	0,79
714	0,24	0,20	1,29	0,85
900	0.21	0,27	1,26	0,78

Der Dampfverbrauch einiger von Brown, Boveri & Cie. nach Parsons' System geliefertenTurbinen ist in nachstehender Tabelle 11 zusammengestellt.

Tabelle 11. Dampfverbrauch von Parsonsturbinen.

Dampfturbine System Brown-, Boveri-Parsons, direkt gekuppelt mit einer Dynamomaschine von C. E. L. Brown	Leistung		Dampfspannung in Atmosphären-Überdruck	Dampfverbrauch in *kg*				
	in Kilowatt	in PS eff. Turbinenwelle		Dampftemperatur in Grad C	pro effektive Kilowatt-Stunde bei Belastung			pro induzierte PS-Stunde
					4/4	3/4	1/2	
Gesellschaft für Markt- und Kühlhallen, Berlin	100	150	8,7	überhitzt 190°	12,5	13,5	—	7,1
Elektrizitätswerk Chur . . .	200	300	12,5	überhitzt 250°	9,59	10,03	10,77	6,2
Werke d. französischen Marine Indret	280	420	14	gesättigt	10,58	—	12,7	6,3
Norddeutscher Lloyd, Bremen	300	450	10	gesättigt	10,75	11,3	12,6	6,4
Elektrizitätsgesellschaft Linz, Urfahr	300	450	9	gesättigt	10,95	—	12,6	6,5
Zellulosefabrik, Villach . . .	350	520	11,5	überhitzt 250°	9,1	9,9	11,0	5,5
Gräfliche Antonienhütte . .	400	600	7,5	gesättigt	9,88	—	12,8	5,95
Kaiserliche Werft, Kiel . . .	400	600	9	gesättigt	9,89	—	12,8	5,95
Kiener & Co., Kolmar . . .	400	600	11	überhitzt 230°	8,9	9,6	9,95	5,35
Tschöppelner Braunkohlen- und Torfwerke	400	600	7,5	überhitzt 208°	9,9	10,5	12,0	5,95
Röchling, Eisen- und Stahlwerke, Diedenhofen . .	450	675	8	überhitzt 250°	9,0	—	—	5,4
Eisen- und Stahlwerke, Hösch bei Dortmund (schlechtes Vakuum)	500	750	7,5	überhitzt 228°	9,53	—	10,73	5,4
Schlieper & Baum, Elberfeld	500	750	10	überhitzt 250°	8,8	9,7	10,7	5,3
Elektrizitätswerk, Frankfurt a. Main	3000	4500	11	überhitzt 300°	6,7	7,09	7,4	4,1

Dampfturbine von Curtis.

Dieselbe stellt, soweit sie in den Patentschriften[1]) beschrieben ist, eine mehrstufige Druckturbine mit achsialer Beaufschlagung dar, indem sie eine Vereinigung der früheren Turbinenarten, der de Laval- und Parsons-Turbine anstrebt, mit Ausschluß der Nachteile derselben. Ein Nachteil der Parsonsturbine ist, daß der Dampf durch eine Ringöffnung eintritt, welche die ganze Mündung des ersten Laufrades überdeckt. Vergrößert man den Durchmesser desselben, um die Umdrehungszahl herabsetzen zu können, dann gelangt man, weil bei einer bestimmten Leistung der Turbine bei gleichbleibender Dampfspannung ein bestimmter Flächeninhalt der Ausströmöffnung entspricht, und deshalb die radiale Weite des Ausströmungsquerschnittes vermindert werden muß, sehr bald zu den bekannten kleinen Schaufelabmessungen, bevor es noch gelungen ist den beabsichtigten Endzweck auch nur nennenswert zu erreichen. Curtis kehrt bei seiner Konstruktion zu der Beaufschlagung der Schaufeln durch einen freien Dampfstrahl, dem Hauptkennzeichen der de Laval-Turbine zurück. Auch bei dieser würde aber die hohe Dampfgeschwindigkeit bei einstufiger Expansion entweder außerordentlich große Umlaufszahlen oder so bedeutende Laufraddurchmesser ergeben, daß aus konstruktiven Gründen die Ausführung unmöglich wäre. Parsons wendet zur Herabsetzung der Dampfgeschwindigkeit eine große Stufenanzahl an, Curtis hingegen braucht bloß drei oder vier Stufen mit der Maßgabe, daß der aus der ersten Stufe austretende Dampf in den Einströmdüsen der folgenden Stufe so weit expandiert, bis er bei entsprechend kleinerem Drucke die gleiche Geschwindigkeit erreicht hat, wie der in die erste Stufe eintretende Dampf. Für jede Stufe ist somit das Geschwindigkeitsgefälle gleich. Die Erfahrung hat gezeigt, daß es dadurch möglich ist bei Turbinen von 4000 PS die Umlaufszahl bis auf 730 minutliche Umdrehungen herabzudrücken. Dies bringt aber große Vorteile und eine bedeutende Gewichtsersparnis mit sich.

Aus den Figuren 46 und 47 sind die Vorgänge in der Curtis-Turbine am besten zu ersehen. Jede Expansionsstufe wird in dem dargestellten Ausführungsbeispiel in einem einzigen Laufrade c aus-

---

[1]) D. R.-P. 104468, 123932. — Elektrical World 11. IV. 1903.

genutzt, das auf die Welle a aufgekeilt und von einem Gehäuse b dicht umschlossen ist. In das erste Gehäuse, das mit der Einströmdüse d versehen ist, mündet die Dampfleitung f ein. Der in die Düse eintretende Dampf expandiert darin bis auf die Spannung, die im Radgehäuse herrscht, doch ist keine Reaktion hiebei vorhanden.

Alsdann strömt er durch die Schaufeln des ersten Laufrades und tritt in die Überströmleitung e ein, die an ihrem Ende zu einer weiteren Einströmdüse g ausgebildet ist. In dieser findet eine weitere Entspannung des Dampfes statt, so zwar, daß die Dampfgeschwindigkeit beim Eintritt in das zweite Laufrad ungefähr den gleichen Wert wie beim Eintritt in das erste erreicht.

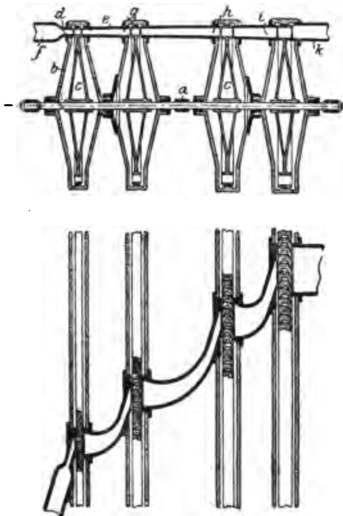


Fig. 46 und 47. Schnitte durch eine Curtis-Turbine.

Dieser Vorgang wiederholt sich beim Durchgang des Dampfes durch die folgenden beiden Laufräder in den Düsen h und i, worauf der Dampf durch die Leitung k dem Auspuff oder der Kondensation zugeführt wird.

Die Spaltverluste bei dieser Turbine können demnach auch keine besondere Rolle spielen wie bei den anderen Konstruktionen; sollten sie zwischen zwei Stopfbüchsen auch nicht vollständig abdichten, dann kann der Dampf in den folgenden Stufen noch genügend ausgenutzt werden.

Um die verfügbare Dampfgeschwindigkeit bei der praktischen Ausführung möglichst gut auszunutzen, wurde darauf gesehen, die Zahl der einer Expansionsstufe entsprechenden Schaufelräder zu erhöhen. Fig. 48 stellt das Schema einer Schaufelordnung für eine zweistufige Expansion einer ausgeführten Curtis-Turbine dar. Aus dem Dampfverteilkasten a tritt der Arbeitsdampf durch die Ventile b in eine Anzahl erweiterter Kanäle c, durch die er in einer Mehrzahl von parallelen Strahlen unter einem bestimmten Winkel und einer Geschwindigkeit, die durch das aus der Querschnittszunahme der Düsen folgende Expansionsverhältnis bestimmt wird, in die Schaufeln des ersten Laufrades d gelangt. Mit einer der Arbeitsabgabe entsprechend verminderten Geschwindigkeit treten die Dampfstrahlen durch die Schaufeln einer unterhalb folgenden Leitvorrichtung e, in denen ihre Richtung umgekehrt wird, so daß sie beim Auftreffen auf die Schaufeln des nächsten Laufrades f dieselbe Richtung erhalten

wie in den Einströmdüsen. Schließlich wird der Dampf noch durch eine Leitvorrichtung g und ein Laufrad h in ähnlicher Weise hindurchgeführt.

Nach dem Durchgang durch die Räder der ersten Expansionsstufe gelangt der Dampf durch ein Überströmrohr in die Düsen i der zweiten Expansionsstufe, in denen er abermals expandiert, um seine lebendige Kraft an die Laufräder k, m, o abzugeben und die Leiträder l, n zu durchstreichen. Hieran schließt sich der Übertritt des Dampfes in den Kondensator.

Die Abmessungen der Einströmdüsen sind hiebei so berechnet, daß in jeder Stufe die Spannung des Dampfes im Augenblicke seines Auftreffens auf die Laufradschaufeln nur wenig über der Spannung des Austrittes aus der betreffenden Expansionsstufe liegt.

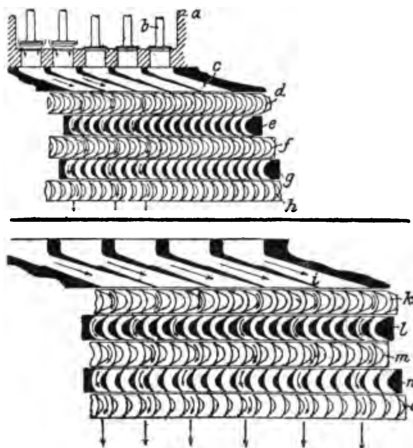


Fig. 48. Schema der Schaufelanordnung der Curtis-Turbine für eine zweistufige Expansion.

Es wird also bloß die dem Dampfstrahl bei der Expansion in der Düse erteilte lebendige Kraft auf die Schaufeln übertragen, deren Krümmung zur Folge hat, daß jeder Dampfstrahl bei seinem Austritt aus dem Laufrade in einer für den Zutritt in das nächste Leitrad geeigneten Weise abgelenkt wird. Tritt darauf der Dampf in die zweite Stufe der Expansion ein, die an den Kondensator angeschlossen ist, so wird ihm in den Einströmdüsen durch abermalige Entspannung wieder eine Anfangsgeschwindigkeit erteilt, die ebensogroß ist wie bei dem Auftreffen auf die Schaufeln des ersten Rades, während seine Spannung fast auf den Wert der Kondensatorspannung herabsinkt.

Die Einströmdüsen für die erste Stufe bedecken etwa $^1/_{16}$ des Umfanges der Turbinenräder. Bei Ausführungen bis zu 700 PS sind sie in einer Gruppe vereinigt, bei größeren Ausführungen sind sie in zwei oder drei Gruppen über den Umfang verteilt. Bei der zweiten Expansionsstufe sind an Stelle der Einströmdüsen oft auch ganze Leiträder angeordnet.

Die Kanäle der Leitschaufeln haben die gleichen Abmessungen wie die entsprechenden Turbinenschaufeln, deren Krümmung je nach der Expansionsstufe, zu der sie gehören, verschieden bemessen ist. Die Turbinenschaufeln werden aus dem vollen Umfange einer Stahl-

scheibe von rund 25 *mm* Dicke mittels einer besonderen Nutenhobelmaschine herausgeschnitten, deren Werkzeug bei jedem Hub entsprechend der Krümmung der zu erzeugenden Höhlung geführt wird. Eine solche Maschine ist imstande in einem Tage die Schaufeln für ein ganzes Turbinenrad, rund 200 bis 280 Stück, herzustellen. Nach Anfertigung der Schaufeln wird ein Metallstreifen um den Umfang des Rades herumgelegt, so daß Kanäle gebildet werden, die dem Dampfe nur in der Achsenrichtung Durchgang gewähren, während die radialen Begrenzungsflächen geschlossen sind.

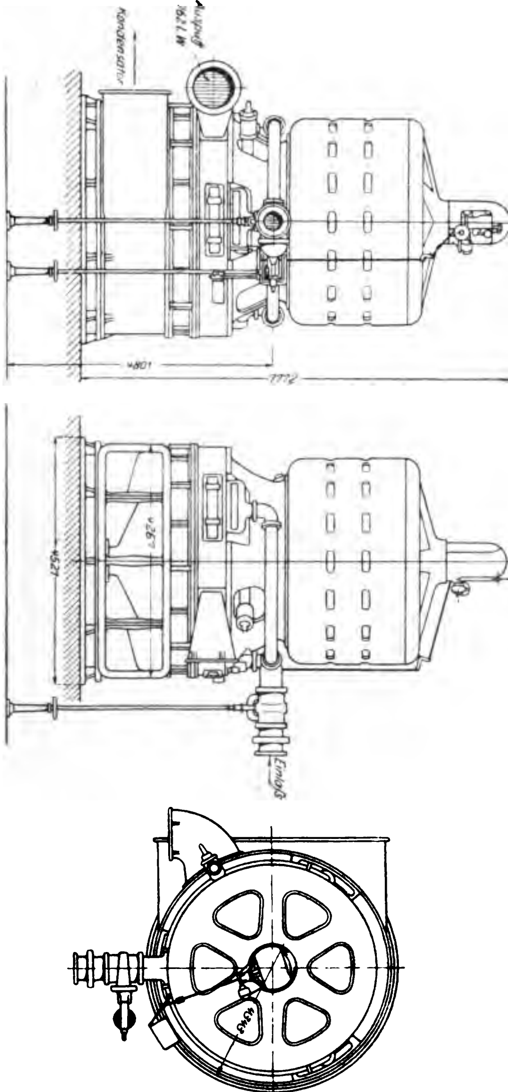


Fig. 49, 50 u. 51. Äußere Abmessungen der Dimensionen einer Curtis-Turbine mit Dynamo von 600 Kilowatt Leistung.

Der Durchmesser des Laufrades einer Turbine von 700 PS Leistung beträgt rund 1300*mm*, entsprechend einer sekundären Umfangsgeschwindigkeit von 128 *m*. Die radiale Tiefe der Schaufeln des ersten Laufrades der ersten Expansionsstufe, rund 19 *mm*, steigt in der zweiten Expansionsstufe auf 25,4 *mm* an.

Die Leitvorrichtungen zwischen den Laufrädern, die hinsichtlich ihrer Abmessungen mit den Schaufeln der Laufräder übereinstimmen und sich von diesen nur durch die Art der Krümmung unterscheiden, werden als Segmente an das Turbinengehäuse von innen angeschraubt. Ihre radiale Abmessung

entspricht jener der Schaufeln der Laufräder, deren Austrittsöffnungen sie vollständig bedecken sollen. Der Spalt zwischen den Rädern der Einströmdüsen und der Oberkante des folgenden Laufrades oder zwischen einem Laufrade und der darunter befindlichen Leitvorrichtung ist mit 1 bis 2,5 *mm* bemessen, während der Ringspalt am äußeren Umfange der Laufräder 25 *mm* und mehr betragen kann, da Spaltverluste an dieser Stelle nicht von Bedeutung sind.

Die Einströmdüsen sind in einem gemeinsamen Gußstücke ausgespart oder in dieses eingeschnitten und bilden bei der ersten Expansionsstufe unmittelbar den Boden des Dampfvertriebkastens. Ihre Einlaßöffnungen werden von den Ventilen überdeckt, die bei größeren Turbinen auch wagrecht beweglich angeordnet werden. Verstellt werden sie durch den Druck des Dampfes auf einen an der Ventilstange befestigten Kolben, wobei der Ein- und Austritt des Dampfes in den zugehörigen Zylinder durch ein magnetisch verstellbares Nadelventil gesteuert wird. Der Erregerstrom für die Magnete wird durch Leitungen, die an einem für alle Steuerventile gemeinsamen Schalter angeschlossen sind, von dem Stromerzeuger selbst geliefert und durch Vorschaltwiderstände geregelt. Der erwähnte Steuerregler wird von einem Pendelregler bei Änderung der Umlaufszahl verstellt, so daß entsprechend der Zu- oder Abnahme der Turbinengeschwindigkeit die Zahl der in das erste Laufrad gelangenden Dampfstrahlen geregelt wird.

Die Abmessungen und die Zahl der Einströmdüsen werden durch die zum Betrieb der Turbine bei Auspuff erforderliche Dampfmenge bestimmt. Bei Anwendung von Kondensation kann ungefähr die Hälfte der verfügbaren Einströmdüsen abgesperrt werden, woraus folgt, daß eine solche Turbine stets mit dem doppelten der normalen Last arbeiten kann, vorausgesetzt, daß sie für Kondensationsbetrieb eingerichtet ist.

Um mehrere Turbinen parallel laufen zu lassen, kann man die Steuerschalter auch von einem Schaltbrett aus in Tätigkeit setzen, was bei kleineren Turbinen mittels Handrades, bei größeren mit Hilfe eines Elektromotors vorgenommen wird. Ein Sicherheitsregulator, der eine in die Dampfleitung eingebaute Drosselklappe beeinflußt, verhindert außerdem, daß die Turbine die höchste Umlaufszahl überschreitet. Eine empfindlichere Regelung der Umlaufszahl wird bei einzelnen Ausführungen noch dadurch ermöglicht, daß in die beiden ersten Einströmdüsen Drosselklappen eingebaut werden, die ebenfalls vom Regulator unabhängig sind. Die Regulierung für die dritte Einströmdüse kann in diesem Falle erst dann in Tätigkeit treten, wenn die Drosselklappen der beiden ersten Düsen vollkommen geöffnet worden sind.

Mit Hilfe dieser Einrichtungen soll es möglich sein, die Änderung der Umlaufsgeschwindigkeit zwischen Leerlauf und Vollbelastung auf 2 vom Hundert und die augenblicklichen Schwankungen der Geschwindigkeit bei plötzlicher Entlastung auf 4 vom Hundert zu beschränken.

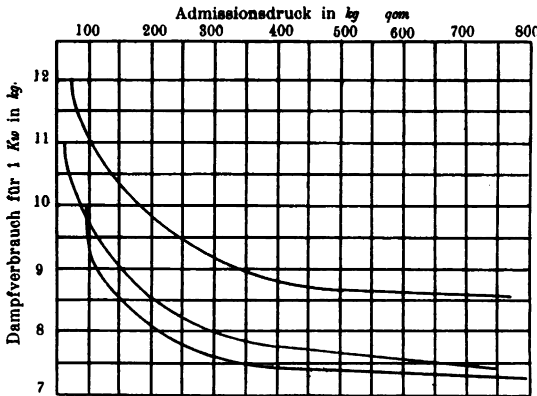


Fig. 52. Graphische Darstellung einer Untersuchung über den Dampfverbrauch einer Curtis-Turbine von 600 Kilowatt Leistung.

Die Einströmdüsen für die zweite Expansionsstufe sind an der Scheidewand befestigt, welche die beiden Expansionsstufen voneinander trennen. Ihre Öffnungen können mit Hilfe eines gemeinsamen Ringschiebers mehr oder weniger abgedeckt oder auch vollständig abgeschlossen werden, je nachdem es sich darum handelt, das erforderliche Spannungsverhältnis zwischen den beiden Stufen herzustellen oder die Kondensation beim Weiterarbeiten mit Auspuff vollständig abzuschalten. Der freie Querschnitt dieser Düsen braucht für eine bestimmte Turbinenleistung nur einmal eingestellt zu werden.

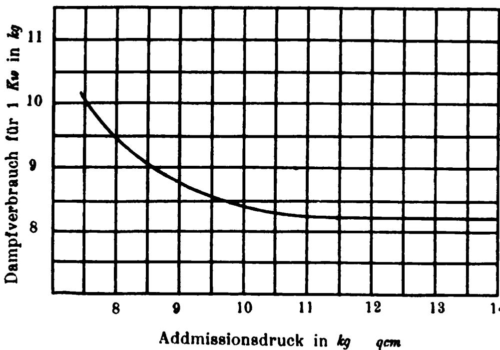


Fig. 53. Graphische Darstellung einer Untersuchung über die Abhängigkeit des Dampfverbrauches einer Curtis-Turbine von der Überhitzung des Dampfes.

In konstruktiver Hinsicht ist die einfache Lagerung der schwer belasteten und mit großer Geschwindigkeit umlaufenden Turbinenachse bemerkenswert. Infolge fast völliger Abwesenheit der Reaktionswirkung ist der Dampfdruck in der Richtung der Achse verschwindend klein. Als Belastung der Achse verbleibt nur das Gewicht der auf ihr befestigten Turbinenräder und der Dynamo. Um dieses auszugleichen, wird in das untere Stirnlager der Achse Öl unter Druck eingepumpt, das nach seinem Austritt aus dem Lager die beiden weiteren Halslager ober- und

unterhalb des Magnetrades der Dynamomaschine schmiert. Die Turbine wird selbsttätig abgestellt, sobald der Zufluß von Öl aus der Pumpe aufhört.

Fig. 52 zeigt die Ergebnisse von Verbrauchsversuchen an einer Turbine von 600 Kilowatt Leistung, die bei einer Umfangsgeschwindigkeit von 128 *m*/Sekunde mit 1500 Umläufen minutlich angestellt worden sind. Fig. 53 zeigt die Abhängigkeit vom Admissionsdruck, Fig. 54 jene von dem Grade der Überhitzung, sowie Fig. 55 die vom verwendeten Vakuum.

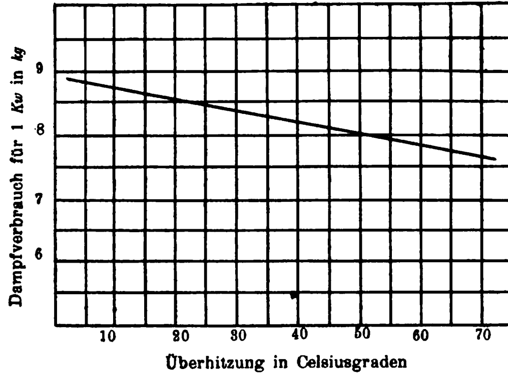


Fig. 54. Graphische Darstellung einer Untersuchung über die Abhängigkeit des Dampfverbrauches einer Curtis-Turbine von der Überhitzung des Dampfes.

Die Linien Fig. 54 und 55 sind gerade Linien und zeigen durch ihren Verlauf den großen Vorteil hoher Überhitzung und eines hohen Vakuums.

Ein nicht zu unterschätzender Vorzug der Curtis-Turbine ist der, daß der Dampf mit Öl nicht in Berührung kommt, und daß daher das Kondenswasser ohne vorherige Reinigung wieder als Kesselspeisewasser Verwendung finden kann. Der Raumbedarf von Turbinengeneratoren, siehe die Abmessungen der Figuren 49 bis 51, ist ein geringer, gleichzeitig ist der Aufbau der Fundamente ein äußerst billiger und einfacher. Die Gewichte im Vergleiche mit Dampfmaschinen derselben Leistung ergaben das Verhältnis von 1 : 8.

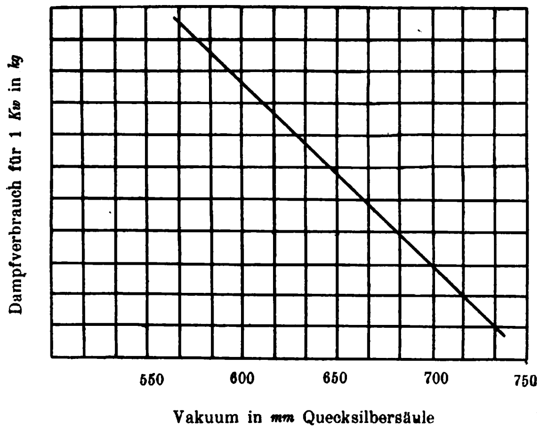


Fig. 55. Graphische Darstellung einer Untersuchung über die Abhängigkeit des Dampfverbrauches einer Curtis-Turbine vom Vakuum im Dampfraume.

Ob sich bei der Gesamtanordnung, die bei der Curtis-Turbine wesentlich von den bisher üblichen abweicht, nicht noch, besonders

bei größeren Maschinensätzen, Betriebsschwierigkeiten ergeben werden, erscheint vorläufig nicht ausgeschlossen, jedenfalls ist es im allgemeinen nicht gerade zu empfehlen, schwer belastete Wellen bei hohen Umlaufszahlen senkrecht zu lagern. Allerdings wird durch diese Anordnung der Welle, auf die das Magnetrad des Stromerzeugers unmittelbar aufgekeilt ist, der ganze Maschinensatz auf einen sehr geringen Raum eingeschränkt, so daß der Unterbau einer Dampfmaschine für eine Turbine von größerer Leistung ohne weiteres verwendet werden kann. Damit soll nicht gesagt sein, daß die auch bei wagrechter Lagerung der Welle vorhandene, wenn auch geringere Raumersparnis im Verein mit den anderen Vorzügen der Turbine nicht ausreichen würde, um sie auch bei dieser Aufstellungsart schätzungswert zu machen.

Durch die Ausbildung der Curtis-Turbine hat die Dampfturbine in ihrem Wettstreite mit der Dampfmaschine einen bedeutenden Vorsprung gewonnen, denn während die großen Turbinensätze hinsichtlich ihres Dampfverbrauches den gleich großen Dreifach-Expansionsmaschinen schon fast gleich kommen, ist es Curtis auch gelungen Umlaufszahlen zu erzielen, die selbst bei den größten Maschinenabmessungen als betriebssicher gelten müssen.

Dampfturbine von Rateau.[1])

Die Dampfturbine Oerlikon nach dem System Rateau ist eine mehrzellige Aktionsturbine, deren Laufräder aufeinander folgend auf derselben Welle aufgekeilt sind, und deren jedes in einer eigenen Radkammer sich befindet.

Die Trennungen zwischen den Radkammern sind durch scheibenförmige Zwischenwände gebildet, unter Zuhilfenahme einfacher Mittel in einer Art, welche ein irgendwie beträchtliches Entweichen des Dampfes aus einer Kammer in die andere verhindert.

Die Leitapparate für den Dampf sind am Umfange der scheibenförmigen Zwischenwände eingebaut und sowohl die Schaufeln der Leiträder als der Laufräder sind von solchen Dimensionen, die es ermöglichen, alle Feinheiten der Formgebung auf dieselben anzuwenden.

Da der Druck des Arbeitsmittels auf beiden Seiten der Laufräder bei den Aktionsturbinen der gleiche ist, so ist kein sogenannter Spaltüberdruck vorhanden, es können also ohne irgendwelchen schädlichen Einfluß auf das Güteverhältnis um die Schaufeln der Leiträder herum große Räume gelassen werden, so daß Berührungen zwischen den drehenden und feststehenden Teilen der Turbine infolge Lagerabnützung vollständig ausgeschlossen ist.

Durch die Anwendung partieller Beaufschlagung und durch geeignete Wahl der Verhältnisse zwischen Beaufschlagungsrad, Umfangsgeschwindigkeit und Schaufelquerschnitten lassen sich die durch die Turbinentheorie geforderten Bedingungen für das größte Güteverhältnis mit außerordentlich guter Annäherung erfüllen.

Die Laufräder, Fig. 56, sind aus Stahlblech hergestellt, sehr leicht und sorgfältig ausbalanciert. Die Schaufeln sind aus Bronze oder Stahl hergestellt und werden am Bord der Räder befestigt.

Infolge der Abwesenheit jeglichen achsialen Druckes sind keine Entlastungskolben erforderlich. Die Schmierung der Lager wird selbsttätig durch Ölpumpen bewirkt, welche durch einen von der Turbine unabhängigen Motor angetrieben werden. Das Lager auf der Nieder-

---

[1]) Rateau, Rapport sur les Turbines à vapeur de l'Exposition Universelle de Paris 1900, p. 32.

[2]) D. R.-P. 140054, 142788, 143960, 131155.

druckseite, wo die Welle aus der Turbine heraustritt, ist entweder hydraulisch abgedichtet oder mit einem Spezialdichtungsring versehen und verhindert das Eintreten von Luft in die Turbine.

Die Regulierung erfolgt durch ein empfindliches und in seiner Empfindlichkeit adjustierbares Ventil. Manchmal wird der Regulator mit einem Kompensator versehen, welcher die Geschwindigkeit immer wieder auf die eingestellte Zahl zurückführt.

Die Güte der Regulierung ist unabhängig von der Größe der Belastung. Durch eine am Regulator angebrachte Feder kann die

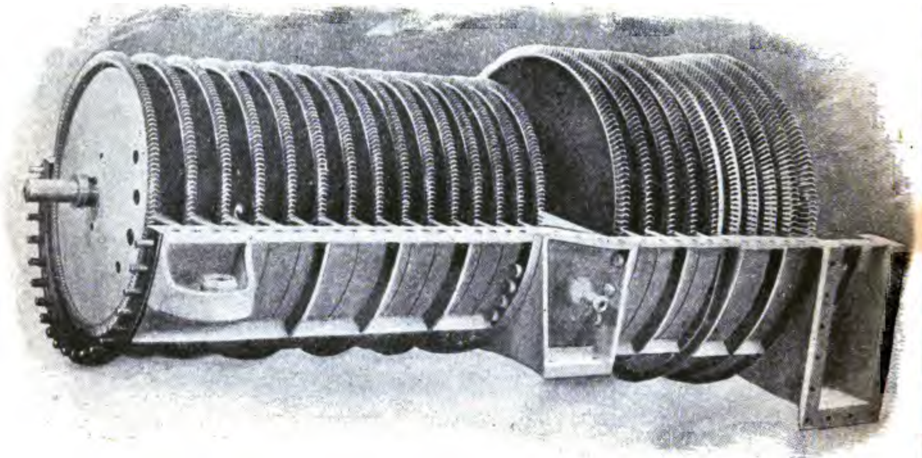


Fig. 56. Ansicht der Laufräder einer Rateau-Turbine, deren obere Gehäusehälfte entfernt ist.

Geschwindigkeit der Turbine auch während der Bewegung in der Nähe des normalen Wertes variiert werden.

Zwischen Leerlauf und Vollbelastung sind die Unterschiede der Geschwindigkeiten, sowie die Geschwindigkeitsänderungen bei plötzlichen Belastungen oder Entlastungen bedeutend geringer als bei Kolbendampfmaschinen, sie betragen rund $^1/_2$ %.

Der Regulator ist zwangläufig und gewöhnlich durch eine Schnecke angetrieben.

In dieser mehrzelligen Dampfturbine, dargestellt in den Figuren 56—60, tritt der Dampf bei A ein und wird durch die kleinen Leitradausschnitte a_1 a_1 dem ersten Leitrade zugeführt, welches den Dampf zum ersten Laufrad C_1 C_1 leitet; und wenn der Dampf hier gewirkt hat, geht er durch den Verteilungskanal C_2 des zweiten Leitrades,

um im zweiten Laufrade zur Wirkung zu gelangen usw., bis der Dampf beim Auspuff K die Turbine verläßt.

Zwischen dem ersten und zweiten Laufrade befindet sich eine Scheidewand oder ein »Diaphragma« *m m*, das als Gußrahmen aus-

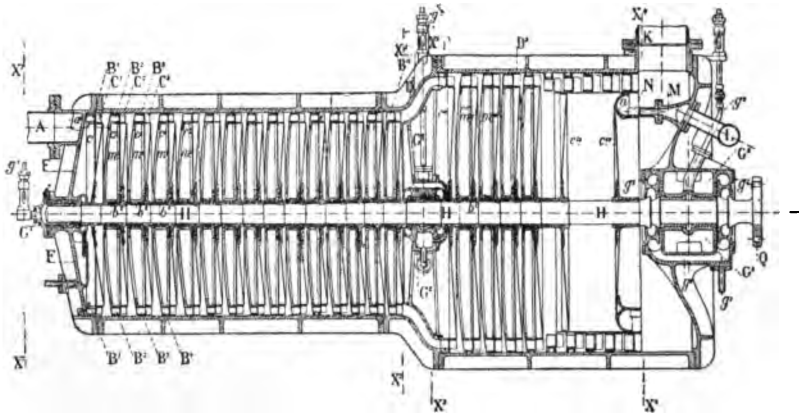


Fig. 57. Längsschnitt durch eine Rateau-Turbine.

geführt, Fig. 57, durch aufgeschraubte Bleche zu einer vollen Scheibe umgestaltet wird, welche die Welle bezw. die Nabe des nächstfolgenden

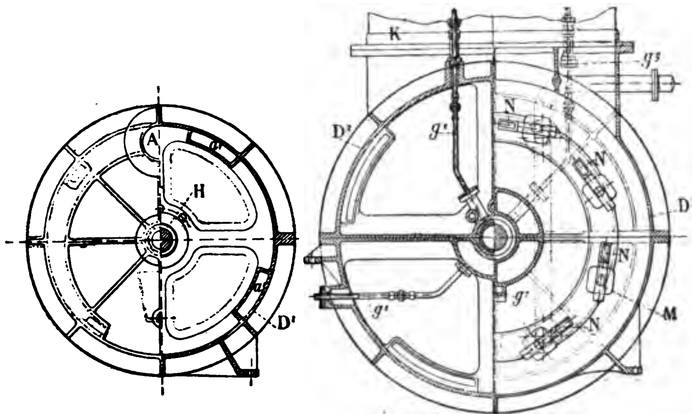


Fig. 58 und 59. Querschnitte durch die Rateau-Turbine. (Fig. 57.)

Laufrades mit einem Spiel von wenigen Millimetern umgibt. Die Leitschaufelgruppen sind ähnlich gebaut wie die Kanäle a_1 und im Diaphragma untergebracht. Entsprechend der Expansion des Dampfes erweitern sich dieselben. In gleicher Weise schließen sich ungefähr 25 derartige Systeme an. Die letzten zehn Räder haben einen etwas

größeren Durchmesser, um bei zunehmender Dampfgeschwindigkeit auch eine größere Umfangsgeschwindigkeit zu erzielen.

Turbinen, welche für Marinezwecke bestimmt sind, erhalten eine Umsteuerung. Zu diesem Zwecke werden die fünf letzten Laufradkränze auf einer zylindrischen Trommel befestigt, die zum Ausgleich der durch die Schiffsschraube veranlaßten Längsschübe dient. Das Hilfsdampfrohr L dient zur Umsteuerung, vermöge der schiefen Beaufschlagungsdüsen N und der im umgekehrten Drehsinn wirkenden Laufradschaufeln n.

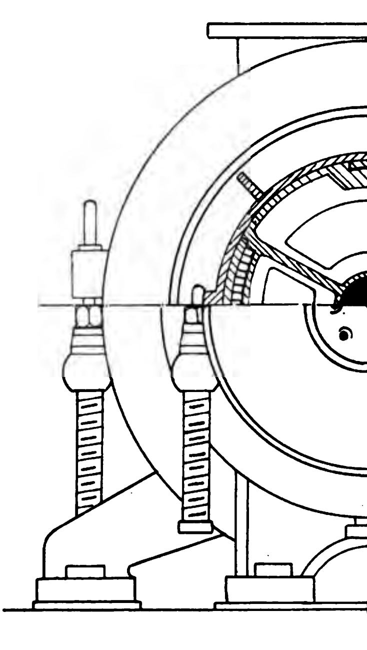


Fig. 60. Stirnansicht und teilweiser Querschnitt durch eine Rateau-Turbine.

Für stationäre Anlagen fällt selbstverständlich diese Reversionsturbine weg.

Die Turbinenwelle H wird von drei Lagern getragen. Das vordere Lager ist ganz geschlossen. Das hintere Lager bedarf einer Abdichtung gegenüber der Druckdifferenz der Atmosphäre und des Kondensators. Die Lagerschalen erhalten in der Mitte eine Ringnut, in welche mittels einer Ölpumpe ein Ölstrahl gepreßt wird, so daß man hiedurch einen allseitigen Ölabschluß erhält.

Durch Anordnung von zwei Abstreifkonussen und Auffangnuten am Lager wird das verbrauchte Öl wieder gesammelt, um keine Verluste zu erhalten.

Ein großer Vorteil der Rateau-Turbine ist die Herabsetzung der Undichtigkeitsverluste; es kann nämlich der Dampf von einer Kammer zur anderen nur durch den schmalen Ringraum an der Stelle des Diaphragmas hindurch, während bei Parsons der ganze Umfang verfügbar bleibt.

Da man von Anfang an mit einer größeren Umfangsgeschwindigkeit arbeiten kann, erhält man weniger Stufen als bei anderen Turbinen, um eine bestimmte Druckdifferenz aufzuarbeiten.

Da die Schaufelräder in Dampf von hoher Spannung arbeiten, so entsteht eine größere nachteilige Ventilationswirkung; doch betragen nach Rateau die Verluste durch Ventilation, Reibung und Undichtheiten nur rund 12% der Normalleistung. Hiernach hofft

er 65 bis 70% der thermodynamischen Leistung als effektive Arbeit zu erhalten.

Bei gesättigtem Dampf, 13 Atmosphären als Admissionsdruck und 0,1 Atmosphären Vakuum, beträgt der theoretische Dampfverbrauch pro Pferdekraftstunde 3,7 *kg*, demnach hätte man bei 65% thermodynamischem Wirkungsgrad einen Dampfverbrauch von

$$\frac{3,7}{0,65} = 5,7 \, kg$$

pro Pferdekraftstunde zu erwarten.

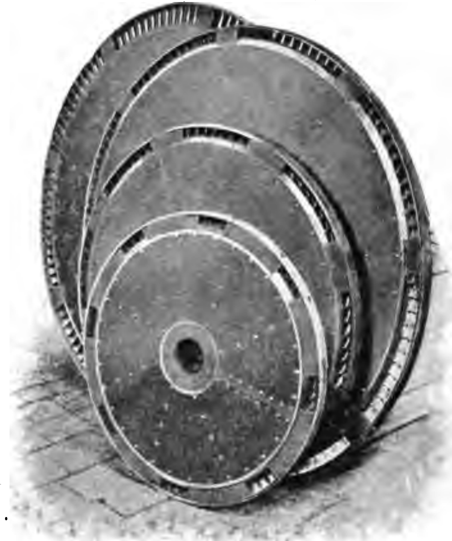


Fig. 61. Ansicht der Leiträder einer Rateau-Turbine.

Dieses Ergebnis entspricht bei den hohen Wirkungsgraden der mit den Dampfturbinen direkt gekuppelten Dynamos bereits einen Verbrauch von 8,1 *kg* pro Kilowatt/Stunde gesättigtem Dampf.

In nachfolgender Tafel sind die Versuchsergebnisse niedergelegt, welche die Maschinenfabrik Oerlikon mit einer Rateauschen Dampfturbine von 1000 Kilowatt erzielte.

Tabelle 12.

	Leistung in Kilowatt	Druck in *kg/qcm* absolut			Temperatur vor dem ersten Laufrade °C	wirklicher Dampfverbrauch pro Kw/Stunde D_{el} in *kg*	theoretischer Dampfverbrauch pro Kw/Stunde D_0 in *kg*	$\eta = \frac{D_0}{D_{el}}$
		im Kessel	vor dem ersten Laufrade	im Kondensator				
1	194	13,1	2,14	0,078	148	14,5	7,36	0,504
2	425	10,9	4,06	0,083	155	11,3	6,22	0,552
3	659	11,3	5,99	0,140	162	10,8	6,31	0,583
4	871	12,7	7,89	0,222	175	11,2	6,48	0,578
5	1024	12,6	8,19	0,171	176	9,97	6,05	0,607

Die mittlere Umlaufszahl betrug 1500. Der theoretische Dampfverbrauch bezieht sich auf den Zustand, in dem sich der Dampf beim

[1]) Le Génie Civil, Tome XLIV, No. 19, 1904.

Eintritt in die Turbine befand. Auffallend ist die Abnahme des Wirkungsgrades, die ihren Grund jedenfalls darin hat, daß bei kleinerer Leistung die Turbine mit Dampf von geringerer Spannung angefüllt ist und der Ventilationswiderstand der Räder abnimmt. Bei verbessertem Vakuum hofft die Maschinenfabrik Oerlikon einen Dampfverbrauch von 8,4 *kg* pro Kilowatt/Stunde zu erreichen.

Nach Rateau beträgt das Gewicht einer Turbine von 1200 PS nicht ganz 3500 *kg*, mithin weniger als 3 *kg* pro effektive Pferdekraft. Mit geringen Änderungen ließe sich nach Angabe des Erfinders dasselbe Modell auf 2500 PS beanspruchen, so daß in Zukunft Aussichten bestehen, Motoren mit 1,5 *kg* pro PS/Stunde zu bauen.

Tabelle 13. Maße für Dampfturbinen-Dynamo.

Leistung in Kilowatt . .	100	200	300	400	500	600	800	1000	1250	1500	2000	3000	4000
Umdrehungen pro Minute	3000	3000	3000	3000	3000	3000	1500	1500	1500	1500	1500	1000	1000
Größte Länge A in *mm* .	5000	5500	5900	6300	6500	6700	7000	7200	7800	8400	9500	11500	13500
Größte Breite B in *mm* .	1100	1350	1550	1700	1800	1900	2000	2100	2200	2300	2500	3000	3500
Größte Höhe über dem Boden in *mm*	900	1100	1250	1350	1450	1520	1600	1700	1780	1850	2000	2400	2800

Dampfturbine von Zoelly.

Zoellys Dampfturbine[1]) nach der Bauart von Escher, Wyß & Co. ist eine mehrstufige achsiale Aktionsturbine. In dieser wird der Dampf durch Leitapparate den Laufrädern zugeführt und zwar derart, daß die Beaufschlagung in den Hochdruckstufen eine partielle, bei den Niederdruckstufen dagegen eine totale ist.

Die Leiträder sind dampfdicht in das Turbinengehäuse eingesetzt, zwischen je zwei Leiträdern ist ein Laufrad angeordnet und sind letztere auf einer gemeinschaftlichen durchgehenden Welle aufgesetzt.

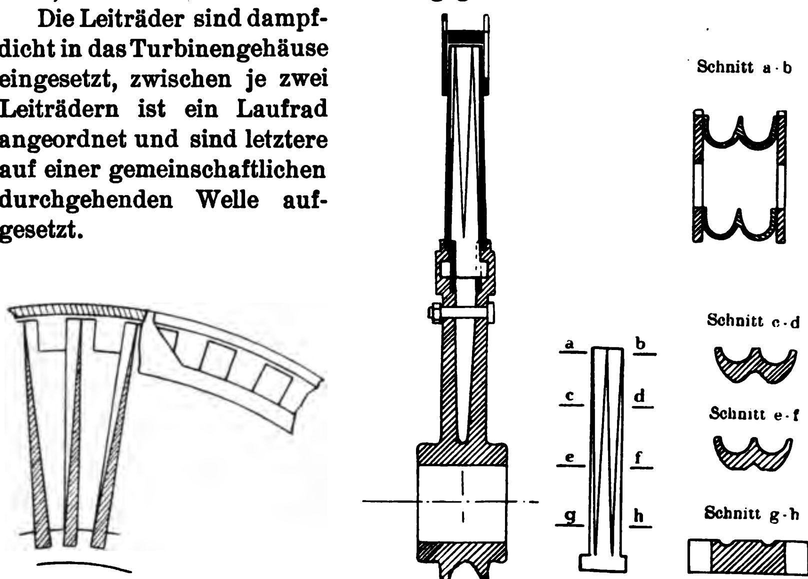


Fig. 62, 63, 64 und 65. Schnitte durch die Schaufel einer Zoelly-Turbine.

Die Laufräder werden aus bestem Siemens-Martinstahl als Scheiben geschmiedet und bestehen mit der Nabe aus einem Stück.

Am Kranz dieser Scheiben werden die Turbinenschaufeln aufgesetzt. Diese sind als verhältnismäßig lange Strahlen in der Weise ausgebildet, daß deren Querschnitte von außen nach innen gegen die Radachse hin in gesetzmäßigem Verhältnis zu nehmen sind, wodurch die von der Fliehkraft herrührende spezifische Beanspruchung auf der ganzen Schaufellänge ungefähr konstant ist, so daß hiedurch die Schaufeln Körper von angenähert gleicher Festigkeit werden.

---

[1]) D. R.-P. 12724, 128605, 135938, 136681, 141492.

Diese besondere Materialverteilung ergibt die größte Widerstandsfähigkeit sowohl gegen die Fliehkraft als auch gegen den Dampfdruck und bietet den Vorteil größter Sicherheit unter Zulassung eines sehr geringen Gewichtes und rationeller Ausbildung der Schaufelung.

Jeder Strahl wird wie bereits erwähnt, durch Fräsen in eine Form von gleicher Festigkeit gebracht und so bearbeitet, daß sein Ende eine peltonartige Schaufel bildet.

Zur Vermeidung saugender Wirkung sind die Seitenflächen mit nach innen verdickten Blechscheiben verkleidet, ferner umgibt eine

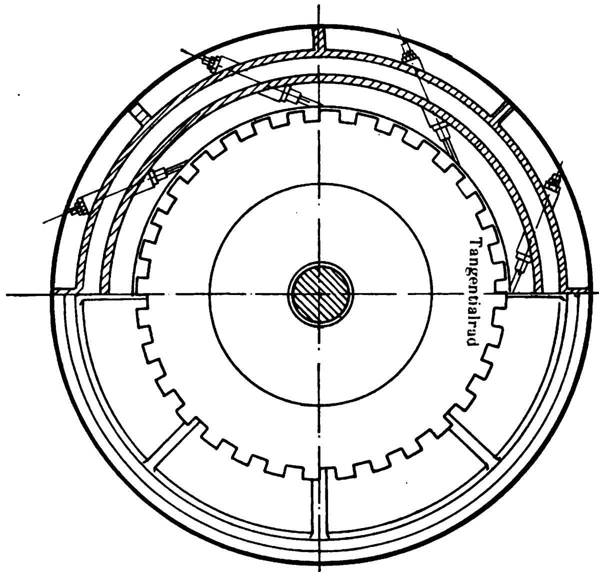


Fig. 66. Querschnitt durch eine Zoelly-Turbine.

u förmige Rinne den äußeren Rand des Rades mit Ausschnitten an den Stellen, wo der durch Düsen zugeführte Dampfstrahl austritt, siehe Fig. 66.

Durch Versuche fand Zoelly, daß die Schaufeln zur Erzielung eines guten Wirkungsgrades weit auseinander gestellt werden müssen.

Durch diese Anordnung läßt sich auch das Rad leichter konstruieren, als wenn dasselbe aus einer massiven Scheibe mit eingesetzten oder eingefrästen Schaufeln bestände.

Ein Beispiel für diese vielstufige Turbine ist in Fig. 62 dargestellt, an den ersten Rädern ist an der Peltonschaufel festgehalten worden, da sich diese im hydraulischen Turbinenbau der Girardschen Form durchaus überlegen gezeigt hat. Für die beinahe am ganzen

Umfange beaufschlagten Niederdruckräder ist achsiale Dampfströmung vorausgesetzt.

Diese spezielle Konstruktion der Schaufeln erlaubt die Wahl relativ großer Raddurchmesser bezw. großer Umfangsgeschwindigkeiten und infolgedessen bei sonst gleicher Tourenzahl und Größe der Turbine die Anwendung von bedeutend weniger Stufen als wie bei Dampfturbinen anderer Systeme.

Eine Eigentümlichkeit der Aktionsturbine ist, daß der Druck des Arbeitsmittels auf beiden Seiten des Laufrades derselbe ist, also kein

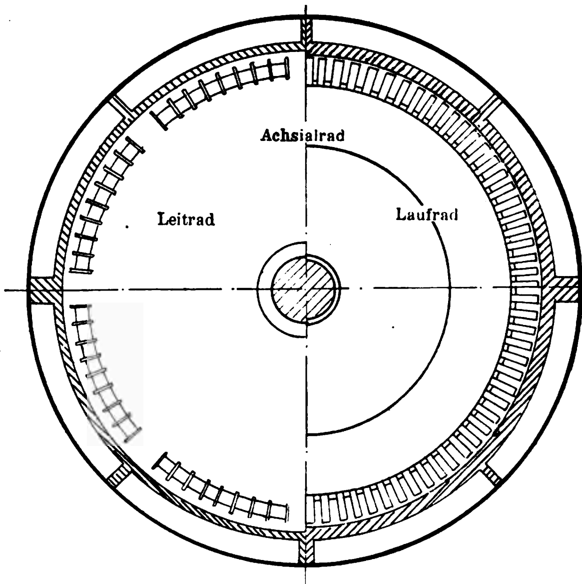


Fig. 67. Querschnitt durch eine Zoelly-Turbine.

Überdruck vorhanden ist. Infolgedessen wird auch auf die Turbine kein achsialer Schub ausgeübt und kommen daher bei dieser Art der Turbinen Entlastungskolben ganz in Wegfall, während dieselben bei den Reaktionsturbinen zur Aufnahme des dort auftretenden großen achsialen Schubes notwendig sind.

Des weiteren kann infolge der obigen Eigenschaft der Aktionsturbine der Spielraum zwischen den Laufrädern und den feststehenden Teilen der Turbine, ohne dem Wirkungsgrad Eintrag zu tun, reichlich groß gewählt werden, so daß es vollständig ausgeschlossen ist, daß infolge der Wärmeausdehnungen der Turbine oder Abnützungen der Lager jemals die Laufräder bezw. deren Schaufeln an den feststehenden Turbinenteilen anstreifen können.



Fig. 68. Ansicht einer 600 PS Zoelly-Turbine mit einem Wechselstromgenerator direkt gekuppelt.

Die Regulierung der Turbinen erfolgt durch einen äußerst empfindlichen Federregulator mit Servomotor, wobei die Eintrittsspannung des Dampfes entsprechend der jeweiligen Belastung verändert wird.

Die Lagerung der Turbinenwelle erfolgt außerhalb der Turbinenräume auf einem Fundamentrahmen ganz unabhängig von den Turbinengehäusen, so daß die Lager weder durch die Dampfwärme noch durch die Wärmeausdehnung des Turbinengehäuses in irgend einer Weise beeinflußt werden können. Die Lager sind im übrigen derart angeordnet, daß sie jederzeit auch während des Betriebes leicht zugänglich sind.

Infolge der vorerwähnten Umstände, als: Wegfall der Entlastungskolben, Zulässigkeit großer Spielräume zwischen bewegten und feststehenden Teilen der Turbine, Einfachheit und Solidität der Laufräder, geringe Anzahl derselben, gute Lagerung usw. ist die Betriebssicherheit in jeder Hinsicht gewährleistet.

Dampfturbine von Stumpf-Riedler.

Die Konstruktion von Stumpf[1]) ist eine reine Druckturbine mit eigenartig geformten Pelton-Schaufeln. Die halbkreisförmigen Schaufeln sind in den verdickten Kranz der Turbine, siehe Fig. 69, eingeführt und hiebei wird durch die ebenfalls mit Schneidzähnen versehene Achse des fliegenden Fräsers auch in der die Zellen trennenden Scheidewand ein halbkreisförmiges Stück ausgeschnitten. Dieser Umstand ist ohne Nachteil, da der Dampf die Zelle nur halb füllen darf. Bei doppelter Ausführung teilt sich der in der Mittelebene des Rades eintretende Strahl und durchläuft die symmetrisch liegenden Zellen.

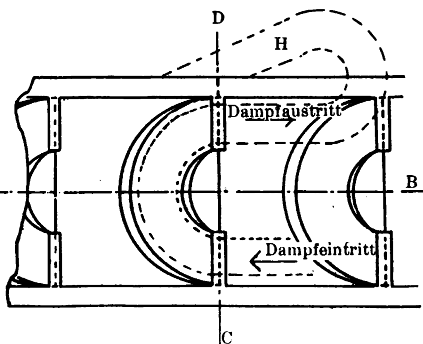


Fig. 69. Schaufelanordnung der Stumpf-Riedler-Turbine.

Bei genügend großer Umfangsgeschwindigkeit verläßt der Dampf das Rad in radialer Richtung. Stumpf will mit seiner Schaufelkonstruktion den Dampfstrahl in kompakter Form zusammenhalten. Die Bearbeitung der Beaufschlagungsdüsen, sowie die Regulierung durch allmähliches Zudecken der einzelnen Düsen mittels eines Flachschiebers ist sehr trefflich. Die Düsen erhalten rechteckiges Profil und werden so dicht gesetzt, daß das Rad bei Vollbelastung durch einen fast zusammenhängenden Dampfstrahl beaufschlagt wird. Darin liegt ein großer Vorteil, daß Unterbrechungen hierin vermieden werden. Besonders zu erwähnen ist noch der im Patente 310023 niedergelegte Gedanke, den mit immer noch einer gewissen Geschwindigkeit austretenden Strahl durch im Gehäuse angebrachte Leitschaufeln nochmals zurückzuführen und, wie in Fig. 69 angedeutet, im Sinne der Drehung bei H auf die Seitenflächen des Rades wirken zu lassen. Dadurch würde die Relativgeschwindigkeit zwischen Dampf und Rad zu null gemacht und somit die Leerlaufarbeit herabgesetzt.

---

[1]) Französische Patente 310020, 310021 und 310023 vom Jahre 1901.

[2]) D. R.-P. 140876, 141784, 142083.

Diese Maßregel hat Interesse, jedoch ist es fraglich, ob bei der geringen Ausdehnung der getroffenen Fläche der Gewinn merklich sein wird.

Die Erfinder, Stumpf und Riedler,[1]) ließen sich bei der Konstruktion ihrer Dampfturbine von folgenden grundlegenden Erwägungen leiten.

Die Umfangsgeschwindigkeit des Rades braucht bei der reinen Druckwirkung des Strahles nur gleich der halben Dampfgeschwindigkeit zu sein, um die volle Dampfausnutzung zu erreichen. Um nun nicht außerordentlich hohe Umdrehungszahlen zu erhalten, muß durch einstufige Druckwirkung und ohne wesentliche Änderung der Dampfgeschwindigkeiten und Räderumfangsgeschwindigkeiten der Raddurchmesser auch bei einstufiger Druckwirkung derart vergrößert werden, daß bei praktisch brauchbaren Umdrehungszahlen 1500 bis 1000 pro Minute die Strömungsverhältnisse richtig ausgenutzt werden.

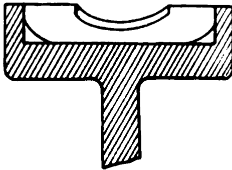


Fig. 70. Schnitt C D

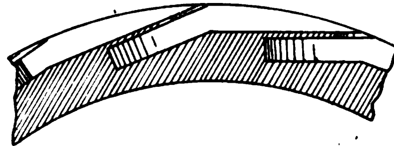


Fig. 71. Schnitt A B

durch die Stumpf-Riedler-Turbine.

Ferner ist durch Geschwindigkeitsabstufung die Umdrehungszahl zu vermindern für die vielen Fälle, bei welchen dieses gefordert wird, und schließlich ist auch noch gleichzeitige Abstufung von Geschwindigkeit und Druck zu ermöglichen und zwar unter Verwendung einer nur geringen Stufenzahl.

Große Räder von 2 bis 3 *m* Durchmesser für minutlich 1500 bis 3000 Umdrehungen sind betriebssicher nach den Versuchen der A.E.-G. auszuführen, bedingen aber eine richtige Ausnutzung des Materials, sowie sorgfältige Ausführung und Beherrschung der dynamischen Wirkungen.

Hierbei ist vorausgesetzt, daß bei bestimmter Geschwindigkeit keine anderen als die berechneten Massenkräfte und deren Wirkungen auftreten können, und daß diese Wirkungen einer idealen vollkommen ruhenden Belastung entsprechen, mithin ungewöhnlich günstig sind.

Die Räder sind als volle Stahlscheiben hergestellt, die Radschaufeln werden in den Scheibenrand eingeschnitten. An den Außenflächen und Rändern ist die Scheibe glatt, um den Reibungswiderstand im Dampf zu vermindern. Die genau ausgewuchteten Scheiben werden in der

[1]) Riedler, Vortrag in der Schiffsbautechnischen Gesellschaft; Zeitschrift für Elektrische Bahnen, 1900, Heft 2, 3 u. 4.

Radmitte von der Fliehkraft am ungünstigsten beansprucht. Deshalb wird das Rad derart befestigt, daß es in der Mitte keine Bohrung hat, und wo dies nicht ausführbar ist, erhält die Scheibe in der Mitte eine breite Nabe, von welcher aus die Scheibe sich verjüngt, so daß auf alle Querschnitte gleiche Beanspruchungen entfallen und somit das Material voll ausgenutzt wird.

Bis zu einer gewissen Grenze des Durchmessers nimmt bei gleicher Umfangsgeschwindigkeit die Sicherheit großer Scheiben zu, außerdem ergeben große Räder eine bessere Materialausnutzung als kleine. Räder bis zu 2 *m* Durchmesser für 3000 Umdrehungen pro Minute können aus Nickelstahl mit fünffacher Sicherheit ausgeführt werden. Riedler hält indessen eine derartige Sicherheit nicht für erforderlich und glaubt mit einer 2,5fachen Sicherheit leicht auszukommen, so daß diese Räder auch aus Flußstahl mit einer Bruchfestigkeit von 5000 *kg/qcm* ausgeführt werden könnten.

Ob diese Sicherheit genügen wird, muß die Erfahrung erst bezeugen, da die Gefahr des Durchgehens bei der Riedler-Stumpfturbine vorhanden ist. Es entspräche die günstigste Umfangsgeschwindigkeit etwa der halben Dampfgeschwindigkeit, in der Praxis läßt sich aber nie die halbe Dampfgeschwindigkeit erreichen, so daß man sich mit einem Drittel derselben begnügen muß. Im Falle des Durchgehens würde also die Turbine leicht das doppelte ihrer Geschwindigkeit annehmen können. Mit der Geschwindigkeitszunahme nimmt auch die Fliehkraft im Quadrate der Geschwindigkeitszunahme zu, so daß bei einer Verdoppelung der Tourenzahl die Beanspruchung des Materials eine vierfache ist, mithin eine 2,5fache Sicherheit sehr gefährdet sein muß, und ein in Trümmer Gehen der Maschine zur Folge haben müßte, wenn der Maschine bezw. deren Geschwindigkeitszunahme nicht ein Widerstand entgegengesetzt würde. Bevor nämlich die gefährliche Geschwindigkeitssteigerung eintritt, müssen die mit der Geschwindigkeit quadratisch wachsenden Widerstände überwunden werden, so daß im Falle eines Durchgehens eine jede beliebige Geschwindigkeitszunahme nicht möglich ist.

Die Turbinen sind mit einer Regulierung durch hydraulischen Druck versehen und zwar durch Öldruck, der durch die umlaufende Turbine erzeugt wird. Die hydraulische Regulierkraft wächst ebenfalls mit dem Quadrate der zunehmenden Geschwindigkeit, so daß der erzeugte quadratisch anwachsende Regulierdruck die Turbine im Falle des Durchgehens abstellen wird.

Von der Anwendung biegsamer Wellen wurde abgesehen, da dieselben einerseits für große Leistungen verhältnismäßig dick ausgeführt hätten werden müssen, und anderseits hätten die Lager, um eine Durch-

bringung zu gestatten, zu weit von den Rädern weggerückt werden müssen.

Die Lager wurden so nahe an die Scheiben herangerückt, daß die Durchbiegung unbedeutend bleibt. Die Ungenauigkeit des Räderschwerpunktes ist durch Auswuchtung auf $^1/_{100}$ *mm* herabgebracht, so daß der Schwerpunkt eines derart ausgeglichenen Rades ziemlich genau in der Mitte liegt und mithin das Überfahren der kritischen Geschwindigkeit unbedenklich ist. Nach Überschreitung der kritischen Geschwindigkeit ist zur Erreichung des dynamischen Gleichgewichtszustandes nur noch eine geringe Formänderung der Welle nötig, die in den langen Lagern genügend nachgiebig und somit die selbsttätige Einstellung auf den wenig abweichenden Schwerpunkt ohne Schwierigkeit möglich ist. Bei 3000 bis 4000 Umdrehungen pro Minute ist der Lauf der Welle ein ruhiger und der Gang der Maschine nicht zu bemerken.

Die Dampfdüsen haben einen viereckigen Querschnitt, schließen sich eng aneinander und bilden einen geschlossenen Dampfring.

Durch die Stirnbeaufschlagung der Schaufeln kann der Zuströmungs-Querschnitt voll ausgenutzt werden, da die Beaufschlagung eine gleichmäßige ist. Diese Anordnung der Schaufeln der Stirnseite des Rades ermöglicht zwar eine bessere Ausnutzung der Düsenwinkel, hat aber den Nachteil, daß der wirksame Hebelarm bei Drehung des Rades sich vermindert.

Zwischen Schaufel- und Düsenrand hat das Rad gleich der de Lavalturbine genügend Spielraum, eine Vergrößerung dieses Spielraumes bis auf 5 *mm* hat keine Verminderung der Leistung und des Schaufeldruckes ergeben.

Diese Turbinenanordnung hat keinen achsialen Schub, so daß zur Aufnahme desselben besondere Vorrichtungen nicht erforderlich sind.

Bei vollbeaufschlagter Turbine sind die Düsen in einem ununterbrochenen Kranz mit aneinander liegenden Flachseiten ausgeführt, während bei Turbinen, die infolge geringerer Leistung nur Teilbeaufschlagung erfordern, die Düsen zu einer einzigen Gruppe zusammengeschoben werden. Die Düsen können in beiden Fällen von einer Stelle aus zur bequemen Regulierung abgeschützt werden.

Die im Turbinengehäuse gelagerte Welle wird durch ölhaltende Lager abgedichtet, welche als Büchsenschalenlager ausgeführt werden; am äußeren Ende wird den Schalen ein Ölstrom zugeführt, der durch das Vakuum im Inneren durchgesaugt wird. Eine Spritzfangvorrichtung fängt alles Öl im Inneren auf und befördert es wieder nach außen. Das Radgewicht ist verhältnismäßig gering und gestaltet die Frage der Lagerung günstig. So beträgt es z. B. bei einer in

den Werkstätten der A. E.-G. aufgestellten Turbine von 2000 PS 850 *kg*.

Zur Herabminderung der Umlaufszahl ist die Geschwindigkeitsabstufung das wirksamste Mittel. Zunächst wird der Dampf in einer Druckstufe ausgenutzt, wobei für geringere Leistungen der Scheibendurchmesser verkleinert und zwei- oder mehrstufige Geschwindigkeitsausnutzung durchgeführt wird. Umkehrschaufeln, welche den Dampf entweder wieder in denselben Schaufelkranz oder mittels einer Schleife in einen Nachbarkranz führen, besorgen die wiederholte Geschwindigkeitsausnutzung.

Wird eine sehr bedeutende Verminderung der Tourenzahl gefordert, dann führt die einfache Geschwindigkeitsabstufung nicht mehr zum Ziel. Da aber eine vielfache Geschwindigkeitsabstufung infolge des durch die vergrößerten Reibungsverluste geringeren Wirkungsgrades nicht empfehlenswert ist, so wenden Riedler - Stumpf die Einrichtung einer kombinierten Geschwindigkeits- und Druckstufenturbine an.

Eine Turbine mit einer Leistung von 5000 Kilowatt mit zwei Druckstufen, mit zwei Geschwindigkeitsstufen in jeder Druckstufe macht 750 Umdrehungen pro Minute.

Diese Konstruktionen erlauben das Herausnehmen der Laufräder, ohne die Leitapparate lösen und das Gehäuse demontieren zu müssen, so daß die Besichtigung und die Kontrolle der Einstellung der Räder bei offenem Deckel ermöglicht ist.

Über den Dampfverbrauch der Riedler - Stumpfturbinen liegen folgende Ergebnisse vor.

Eine 500pferdige Versuchsmaschine im Laboratorium der technischen Hochschule zu Berlin hat als Auspuffmaschine mit einem Turbinenrad ohne Abstufung und einem Durchmesser von 1500 *mm* (Tourenzahl?) einen Dampfverbrauch von 13 *kg* für die Nutzpferdekraft bei freiem Auspuff ergeben.

Eine 20pferdige Versuchsturbine in den Werkstätten der A. E.-G. mit einem Raddurchmesser von 800 *mm*, 3500 Umdrehungen pro Minute, freiem Auspuff ohne Geschwindigkeitsabstufung ergab einen Dampfverbrauch von 26 *kg* und mit Geschwindigkeitsabstufung durch Umkehrapparate 17 *kg* pro Nutzpferdekraftstunde.

Eine Maschine von 2000 PS ohne Druck und Geschwindigkeitsabstufung, aufgestellt im Elektrizitätswerk Moabit, ergab bei 3000 Umdrehungen minutlich, 1365 *kg* Belastung, 9 Atmosphären Düsenspannung, 294° C Dampftemperatur, 64,5 *cm* Vakuum einen Dampfverbrauch von 8,89 *kg* pro Kilowattstunde, entsprechend 6,5 *kg* für die elektrische Nutzpferdekraftstunde.

Tabelle 14. Versuche mit ungefähr halb belasteter Maschine.

Belastung		Dampfspannung an der Düse	Dampftemperatur	Luftleere		Dampfverbrauch	
Kw	%	Atm.	° C.	cm	%	p. Kwst.	p. elektr. Nutz. PSst.
850	57	8	298	70,1	92	9,4	6,89
850	57	8,1	290	70,2	92	9,2	6,8
554	37	6,9	273	67,3	89	9,9	7,3

Tabelle 15. Vergleichende Zusammenstellung über den Dampfverbrauch verschiedener Turbinensysteme.

System	Verwendungsort	Leistung PS u. Kw	Dampfspannung Atm.	Dampftemperatur	Umdrehungszahl pro Min.	Kondensatorspannung	Dampfverbrauch pro Kwst.
De Laval	Baumwollenmanufakturen Krusche u. Erder, Pabiance	100 PS	14,6	260° C. Kondensation	—	0,108	9,3
Parsons	Stadt Chur	200 Kw	12,5	250° C. Kondensation	3900	—	9,59
»	Elektrizitätswerke Frankfurt a. M.	3000 Kw	11	300° C.	3000	—	6,7
Curtis	General Elektric Co.	600 Kw	9,5	Sättigungstemperatur	1500	0,0725	8,7
Riedler	Berliner Elektrizitätswerke	1365 Kw	9	294,5° C.	3000	0,15	8,89
Stumpf	Moabit	1917 PS	12	300° C.	3800	0,0855	7,9

5. Abschnitt.

Beschreibung ausgeführter Rotationsdampfmaschinen.

Rotationsdampfmaschine von Hult.[1])

In den Rotationsdampfmaschinen, wie sie von der »Kieler Maschinenbau-Aktiengesellschaft vormals C. Daevel in Kiel« gebaut werden, wirkt der Arbeitsdampf genau wie bei den Kolbenmaschinen, zuerst durch seinen vollen Druck und sodann unter Abschluß des Dampfzuführungsorgans durch seine Expansion bis auf einen bestimmten Enddruck, Arbeit verrichtend. Der wesentliche Unterschied zwischen beiden Systemen liegt demnach nur in der konstruktiven Ausführung, und zwar wird bei den Rotationsdampfmaschinen die hin- und hergehende Bewegung der Kolbenmaschinen dadurch vollständig vermieden, daß der Dampf direkt in einem Rotationssystem von Walze und Zylinder Arbeit leistet, wobei er erstere in Bewegung versetzt, so daß von deren Welle die mechanische Arbeit ohne weiteres abgeleitet werden kann.

In Fig. 72 und 73 ist eine derartige Rotationsdampfmaschine im Längs- und Querschnitt dargestellt, wie sie von der bereits Eingangs erwähnten Fabrik auf den Markt gebracht werden.

Die aus bestem Martinstahl gefertigte Maschinenwelle (1) ist hohl und mit Einströmungskanälen für den Dampf versehen. Die an der Welle festgetriebene Walze (2) wird von zwei Schrauben festgehalten; ferner sind an der Welle zwei innere Rollbahnen für das Wellenlager fest angebracht.

An dem einen Ende ist die Welle konisch abgeschrägt und mit Keilspuren für die Riemen- oder Seilscheibe versehen, an dem anderen Ende besitzt sie ein Schraubengewinde zum Aufschrauben eines Stahlringes, welcher gegen die Rollen im Wellenlager den in achsialer Richtung von dem Dampfe ausgeübten Druck aufnimmt.

Die Walze (2) ist aus Gußeisen hergestellt und mit Spuren für die Klappen (3), Einströmungskanal (4), sowie Ausgangskanälen für den Dampf versehen.

Die Klappen (3) sind aus Gußeisen.

---

[1]) D. R. P. 126923. Weil, Generalanz. f. Elektrotech. u. Masch., No. 31, 1903.

Der Zylinder (6) ist aus Gußeisen und mit Bolzen für die Zylinderdeckel und gewundenen Öffnungen für die Ansatzschrauben (10) versehen.

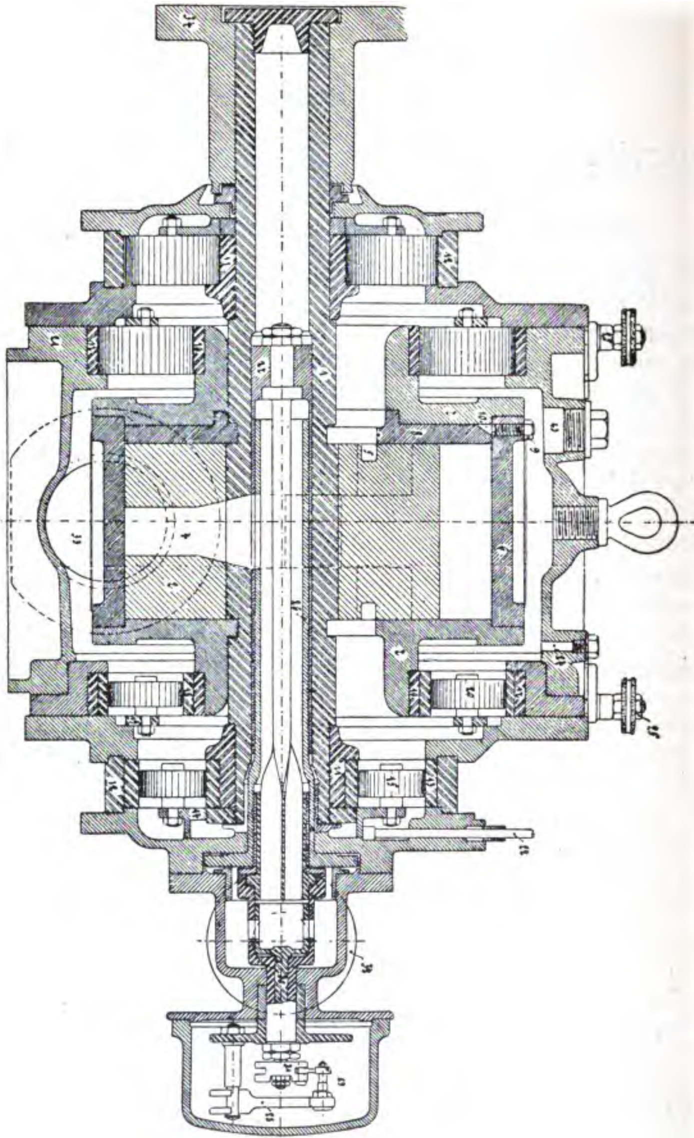


Fig. 72. Längsschnitt durch eine Rotationsdampfmaschine von Hult.

Die Zylinderdeckel (7) sind aus Gußeisen mit Ansätzen für die inneren Rollbahnen (16) der Zylinderlager versehen.

Die Ansatzscheibe (8) ist aus Gußeisen mit den Ansatzschrauben (19) und dazu gehörigen Keilen (10) aus Stahl.

Die Wellenlager. Die inneren Rollbahnen (11) sind auf die Welle getrieben, die äußeren (12) in das Stativ eingeschnitten. Sowohl die Rollbahnen, wie die Lagerringe (13) sind aus bestem Stahl gefertigt, erstere sind innen geschliffen, letztere außen geschliffen und innen gehärtet. Um einer möglicherweise vorkommenden Verschiebung der Lagerringe vorzubeugen, werden diese durch an den Führungsscheiben (14) befestigte Rollen (15) gesteuert. Diese Rollen sind zur Vermeidung unnötiger Friktion etwas geringer als der innere Durchmesser der Lagerringe.

Die Zylinderlager. Die inneren Rollbahnen (16) sind an den Zylinderdeckeln befestigt, von den äußeren Rollbahnen sitzt die eine am Maschinenstativ, die andere an einem in das Maschinenstativ eingelassenen Ring zum Auseinandernehmen der Maschine. Rollbahnen und Lagerringe werden auch hier aus bestem Stahl gemacht und erstere innen, letztere außen geschliffen und gehärtet. Die Führungsscheiben (19) und die Steuerrollen (20) sind von gleicher Konstruktion wie bei dem Wellenlager.

Das aus Gußeisen bestehende Maschinenstativ (21) umschließt alle beweglichen Teile der Maschine und ist mit einem Manipulationsring, einer Verschraubung (23), durch deren Entfernung man an die Regulierschrauben (9) gelangt, sowie mit einem Blindkopf (24) für Manometer bezw. Vakuummeter versehen. An den Enden des Stativs sind ferner zwei Regulierungsschrauben (25) angebracht, deren Zweck weiterhin erklärt werden wird.

Der sehr einfache Dampfverteilungsapparat besteht aus einer gußeisernen am äußeren Stativdeckel befestigten Hülse (26); um diese Dampfverteilungshülse zu steuern, ist im Inneren der Welle eine Futterhülse befestigt, und der Einströmungskanal (4) setzt sich sowohl durch die Welle als auch durch die Futterhülse fort. Gerade vor diesem Kanal hat die Verteilungshülse eine Öffnung und daher währt die Füllung die Zeit hindurch, welche der Kanal in der Futterhülse zum Passieren derselben gebraucht. Der Füllungsgrad wird durch die Breite der Öffnung an der Dampfverteilungshülse bestimmt.

Der Dampfabzug wird auf ebenso einfache Weise reguliert. Aus dem Längsschnitt ist zu ersehen, daß die Ausströmungskanäle an den Seiten der Walzen ausmünden. Durch die im Verhältnis zu Welle und Walze exzentrische Auflagerung des Zylinders mit seinem Deckel wird eine von zwei einander inwendig tangierenden Kreisen der äußeren Peripherie der Welle und der inneren der Deckelöffnung begrenzte Fläche gebildet. Bei der Rotation der Maschine wird die Lage dieser Fläche nicht geändert, sondern diese wird stets so bei-

behalten, daß der Tangierungspunkt nach unten ist, weshalb eine an der Seite der Walze befindliche Öffnung durch ihre Bewegung im Verhältnis zum Zylinderdeckel geöffnet und geschlossen wird. Dadurch, daß man also der Öffnung des Ausströmungskanals eine passende Lage und Form gibt, wird die Ausströmungsperiode bestimmt. Von der Walze strömt der Dampf in das Stativ und durch das Auslaßrohr (33) weiter.

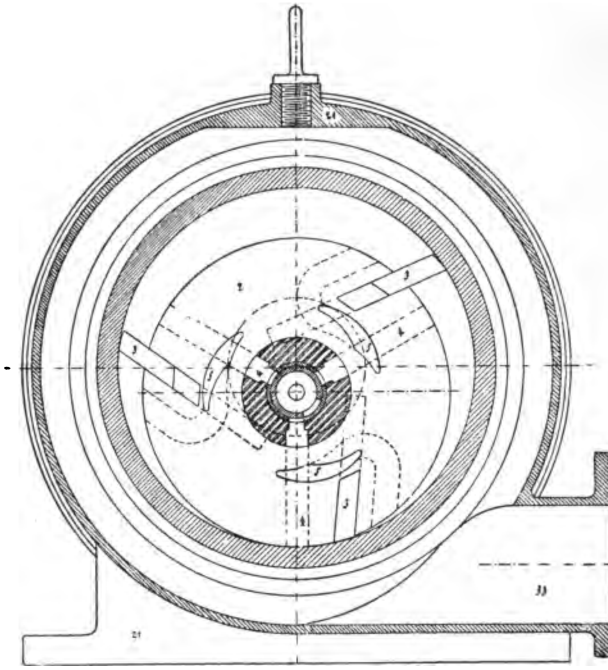


Fig. 73. Querschnitt durch eine Rotationsdampfmaschine von Hult.

Der Regulator ist ein Zentrifugalregulator, bei welchem der Ausschlag drehend auf das Regulatorventil wirkt, wodurch der Dampfzutritt früher geschlossen wird. Da indessen das ganze Regulatorsystem mit der Maschine rotiert, so würde die Friktion zwischen der Verteilungshülse und dem Regulatorventil zur Erzielung einer feinen Regulierung viel zu groß werden. Um diesem Übelstande abzuhelfen, ist an der Futterhülse eine Hülse befestigt, welche in die Verteilungshülse hineinpaßt und mit der Maschine rotiert, wodurch das Regulierventil nur bei einer vom Ausschlag des Regulators abhängigen Drehung sich im Verhältnis zur innersten Hülse bewegt.

Die Welle wird je nach dem Verwendungszweck der Rotationsmaschine mit einer Riemenscheibe oder festen Kuppelung versehen.

Die Dampfdiagramme der Rotationsmaschinen sind jenen der Kolbenmaschinen analog. In Fig. 74 ist B der abgewickelte Umfang der Walze (2). Die senkrecht schraffierte Fläche stellt darin ein Maß für die Veränderung der jeweils dem arbeitenden Dampfdrucke ausgesetzten Fläche der Klappe (3) dar. Im Berührungspunkte zwischen Walze und Zylinder muß dieselbe natürlich »null« sein, erreicht bei der entgegengesetzten Lage das Maximum und wird nach einer Umdrehung der Walze wieder null. Während dieser Wegstrecke vollzieht sich die Veränderung des Dampfzustandes hinter der Klappe und demgemäß auch die Veränderung des Druckes auf das jeweilig dem Dampfe ausgesetzte Flächenstück der Klappe.

Um von der Art und Weise des Druckverlaufes während einer Umdrehung ein Bild zu erhalten, sind in Fig. 74 die Zunahme des Volumens V hinter der Klappe durch die Kurve V und der Dampfdruck pro *qcm* der Klappenfläche durch Kurve D dargestellt, sowie der gesamte Druck auf dieselbe durch Kurve D_1. Unter Vernachlässigung jeden Wirbelungs-, Drosselungs- und Reibungsverlustes sind die einzelnen Kurven unter Zugrundelegung der Mariotteschen Gleichung

$$p\,v = \text{konst.}$$

gezeichnet worden.

Kurve D entspricht genau der Füllungs- und Expansionsperiode bei Kolbenmaschinen; bei diesen ist die Kolbenfläche jedoch stets dieselbe, während sich bei den Rotationsdampfmaschinen dieselbe ändert und nach dem obigen Diagramm der auf die ganze Fläche der Klappe wirkende Druck durch die Kurve D_1 dargestellt ist, da erstere sich in jedem Augenblicke ändert. Der Verlauf des Dampfdruckes auf der ganzen nutzbaren Klappenfläche während einer Umdrehung der Walze ist also der, daß während der Füllung der Druck von A aus auf ein Maximum steigt, dann allmählich bis B abnimmt. Die Dampfkurven wurden erhalten unter Annahme eines Füllungsgrades von 12,8 % des Gesamtvolumens BB′ oder was dasselbe ist, einer Füllung von 20 % bezogen auf den Weg eines Punktes am Walzenumfang während einer Periode.

12,8 % Füllung
20 % Füllungsweg
D_1
B
N
D
A
B

Fig. 74. Dampfdiagramm einer Rotationsdampfmaschine von Hult.

Wie bekannt ist eine der Bedingungen des ökonomischen Dampfbetriebes eine große Kolbengeschwindigkeit, dieselbe beträgt bei den Kolbenmaschinen 6 bis 8 *m* pro Sekunde und bei den Rotationsdampfmaschinen 16 bis 25 *m* in der Sekunde, was dadurch ermöglicht wird, daß die beweglichen Teile einer solchen Maschine ihre Bewegungsrichtung nicht ändern, wozu noch der Faktor kommt, daß der Zylinder an der Rotation teilnimmt und dadurch die anderfalls großen Schwierigkeiten der Friktion vermieden werden.

Bei einer Rotationsdampfmaschine von z. B. 100 PS wiegt die Klappe 6,4 *kg* und rotiert mit einem Schwerpunktradius von etwa 303 *mm*. Die Rotationsgeschwindigkeit der Maschine beträgt pro Minute 600 Touren.

Die Zentrifugalkraft des Schiebers wird nach der Formel

$$C_f = m \frac{v^2}{v}$$

berechnet und dieselbe ist in unserem Falle

$$C_f = 780\ kg,$$

woraus hervorgeht, daß dieselbe vollkommen ausreichend ist, um die nötige Dichtungsspannung zwischen der Klappe und dem Zylinder zu erreichen.

Der Zylinderdurchmesser ist ferner bei der vorliegenden Maschine 760 *mm* und der Walzendurchmesser 680 *mm*, die Geschwindigkeit der Klappe an der Zylinderwand ist an der Berührungsstelle zwischen Walze und Zylinder am kleinsten, nämlich

$$v_1 = \frac{2 \cdot \pi \cdot 0{,}34 \cdot 600}{60} = 21{,}4\ m/\text{Sek.}$$

und am größten ist sie, wenn die Klappe am gegenüberliegenden Punkt der Zylinderwand sich befindet, nämlich

$$v_2 = \frac{2 \cdot \pi \cdot 0{,}436 \cdot 600}{60} = 27{,}5\ m/\text{Sek.}$$

Die mittlere Klappengeschwindigkeit ist daher:

$$v_m = 24{,}5\ m/\text{Sek.}$$

Die Differenz entspricht der Kolbengeschwindigkeit bei den Kolbendampfmaschinen.

Bei feststehender Anordnung des Zylinders würde die Gleitgeschwindigkeit der Klappe an der inneren Zylinderwandung 24,5 *m*/Sek. betragen. Bei einem mittleren durch die Zentrifugalkraft hervorgerufenen Druck von 780 *mkg*/Sek. würde die Reibungsarbeit

$$E = 24{,}5 \cdot 780\ f = 19110\ f\ mkg/\text{Sek.}$$

betragen, worin f der Reibungskoeffizient ist und etwa gleich 0,2 bis 0,7 beträgt. Daraus geht hervor, daß praktisch eine derartige Maschine nicht brauchbar wäre.

Rotiert nun der Zylinder mit der gleichen Peripheriegeschwindigkeit wie die Walze, also:

$$v = 21{,}4\ m/\text{Sek.},$$

dann ist die relative Geschwindigkeit der Klappe an der Zylinderwand

$$v_2 = 24{,}5 - 21{,}4 = 3{,}1\ m/\text{Sek.},$$

und die Reibungsarbeit wird dadurch reduziert auf

$$E = 3{,}1 \cdot 780 \cdot f = 2418\ f\ m/\text{Sek.},$$

dies entspricht:

$$\frac{2418 \cdot 100}{19110} = 12\%$$

der Reibungsarbeit des stillstehenden Zylinders.

Was die Abnützung der Maschine betrifft, so arbeitet dieselbe unter verhältnismäßig günstigen Umständen, da die hier behandelte Reibung und die Reibungsarbeit zwischen der Seite der Walze und den Zylinderdeckeln in demselben Verhältnis reduziert, da jeder Punkt der ersteren im Vergleiche zu dem entsprechenden der letzteren mit einer nur geringen Geschwindigkeit bewegt wird, und sonach diese beiden Reibungen die einzigen sind zwischen zwei aufeinander gleitenden Flächen, die überdies auf ein Minimum reduziert werden.

Die Lagerreibung, welche bei Kolbendampfmaschinen oft große Übelstände und Verluste mit sich bringt, ist bei der Rotationsdampfmaschine durch eine originelle Konstruktion in rollende Reibung umgesetzt. Die Lager bestehen, wie wir bereits gesehen haben, aus einer Anzahl Ringen aus gehärtetem und geschliffenem Stahl, welche an einer inneren und äußeren Rollbahn laufen. Die äußere Rollbahn ist stillstehend, so daß, wenn die innere rotiert, die Rollen sich nach derselben Richtung bewegen, jedoch mit um so viel geringerer Geschwindigkeit als dies durch die ungleichen Durchmesser bedingt ist.

In bezug auf ökonomischen Betrieb sind die Rotationsmaschinen den Kolbendampfmaschinen völlig gleichwertig und übertreffen diese häufig noch.

Die ersten Rotationsdampfmaschinen wurden nur mit einer Klappe gebaut, nachdem man jedoch sowohl theoretisch wie auch praktisch gefunden hat, daß die Einführung von zwei oder insbesondere drei Klappen einen erheblichen Gewinn mit sich bringt, so wird jetzt nur mehr dieser Typus ausgeführt.

Wird eine Maschine mit einer Klappe, d. h. ihr Nutzeffekt mit 1 angenommen, dann ist der Nutzeffekt einer Maschine mit zwei Klappen 1,67 und jener bei drei Klappen 2,3, wenn die Dimensionen der drei Maschinen gleich sind.

Auch in Betreff der Kondensation entsteht dadurch ein Gewinn, da nämlich die vom Volldruckdampf getroffene Fläche sich in demselben Maße vergrößert wie der Effekt zunimmt, während die vom

Abflußdampf getroffene Fläche multipliziert mit der Abkühlungszeit in größeren Verhältnissen abnimmt, nämlich derart, daß das erwähnte Produkt bei einer Maschine mit einer Klappe gleich 1 gesetzt, dasselbe bei zwei Klappen gleich $^1/_2$ und bei drei Klappen gleich $^1/_3$ ist. Die Zahl der Perioden von Volldruckdampf und Expansion verdoppelt sich bei einer Maschine mit zwei Klappen und verdreifacht sich bei einer solchen mit vier Klappen.

Die Kondensierung des Admissionsdampfes während der Einströmungsperiode betreffend ist zu erwähnen, daß bei den Rotationsdampfmaschinen der Volldruckdampf jene Flächen trifft, welche die kürzeste Zeit mit dem Abzugsdampf in Berührung waren.

Der Raumbedarf der Rotationsmaschinen ist gering und das Gewicht derselben nicht hoch, so daß für kleinere Maschinen ein eigenes Fundament nicht erforderlich ist.

Der Gang derselben ist stoßfrei und fast geräuschlos, da in der Maschine keine Reaktionen vorhanden sind, die dies bedingen würden.

Die Materialbeanspruchungen sind gering, so daß gegen Bruch eine größere Sicherheit besteht als bei den anderen Dampfmaschinen.

Da alle beweglichen Teile in ein Gehäuse eingeschlossen sind, so ist eine Gefahr der Beschädigung durch die Maschine selbst nicht vorhanden. Aus demselben Grunde können die Maschinen in Räumen aufgestellt werden, wo Staub umherfliegt, ohne Beschädigung zu erleiden.

Der Ölverbrauch und der Putzmaterialienverbrauch ist gering, wie auch nur während des Ganges wenig Aufsicht nötig ist.

Bezüglich der Regulierung mit geringem Schnelligkeitswechsel bei verschiedenen Belastungen soll es gelungen sein, daß bei zeitweiser Abstellung von $^1/_4$ des Gesamteffektes die Schnelligkeit mit $^1/_2$ %, bei Abstellung des halben Effektes mit 1 % und bei Abstellung des Gesamteffektes mit 2,5 % sich erhöht.

Rotationsdampfmaschine von A. Patschke.

Bei der vorliegenden Konstruktion, welche von der Maschinenfabrik H. Wilhelmi in Mühlheim a. d. R. gebaut wird, handelt es sich um die ersten auf der Düsseldorfer Ausstellung 1902 bereits in Wettbewerb gezeigten, möglichst einfachen, jedoch praktischen und daher mit Vorteil verwertbaren Verbunddampfmaschinen mit nur einem Expansionszylinder und einer in demselben Zylinder vorgeschalteten Aktionsturbine mit nur einer Kraftwelle, einfacher und entlasteter Steuerung. Mittels einer Präzisions-Beharrungsregulierung für Null- bis Voll-Füllung, für hohe und niedrige Tourenzahlen von 1000 bis 250 pro Minute, entsprechend den Leistungen von 6000 bis 20 effektiven Pferdestärken, kann während des Betriebes jede gewünschte Regulierung vorgenommen werden.

Das unterscheidende, charakteristische Merkmal dieser Konstruktion liegt hauptsächlich darin, daß nicht nur die radial und achsial ausbalancierte Kraftwelle, sondern auch das Kraftmittel selbst an eine Arbeitsmaschine direkt, und zwar hintereinander folgend, zweimal tangential wirkend die Kraft in harmonischer Weise abgibt, ohne daß diese Kraftmittel-Arbeit durch ein Zwischen-Element geleitet wird, wodurch die Gesamtreibung der Maschine auf ein geringes Maß reduziert wird.

Alle die Kraftmittel-Arbeit übertragenden Teile bilden ein starres Stück.

Die Rotationsmaschine System Patschke ist also auf dem Prinzip der Kolbendampfmaschine aufgebaut unter Vermeidung pendelnder Teile und kann jedem Verwendungszweck unter gleich günstigen Bedingungen angepaßt werden. Die Wirkungsweise ist wie bei der Kolbendampfmaschine statisch durch Expansion und Admission. Bei höheren Umdrehungszahlen wird der Dampf auch noch in geeigneter Weise durch seine Stoßwirkung also dynamisch ausgenützt, so daß sich in dieser Konstruktion die Prinzipien beider Systeme, der Kolbendampfmaschine und der Dampfturbine, in eigenartiger Weise vereinigen.

In einem mit Wärmeisoliermasse eingehüllten und hermetisch abgeschlossenen Zylinder A sind die rotierenden Teile staubfrei, leicht zugänglich und betriebssicher gelagert, Fig. 75. B und B_1 sind

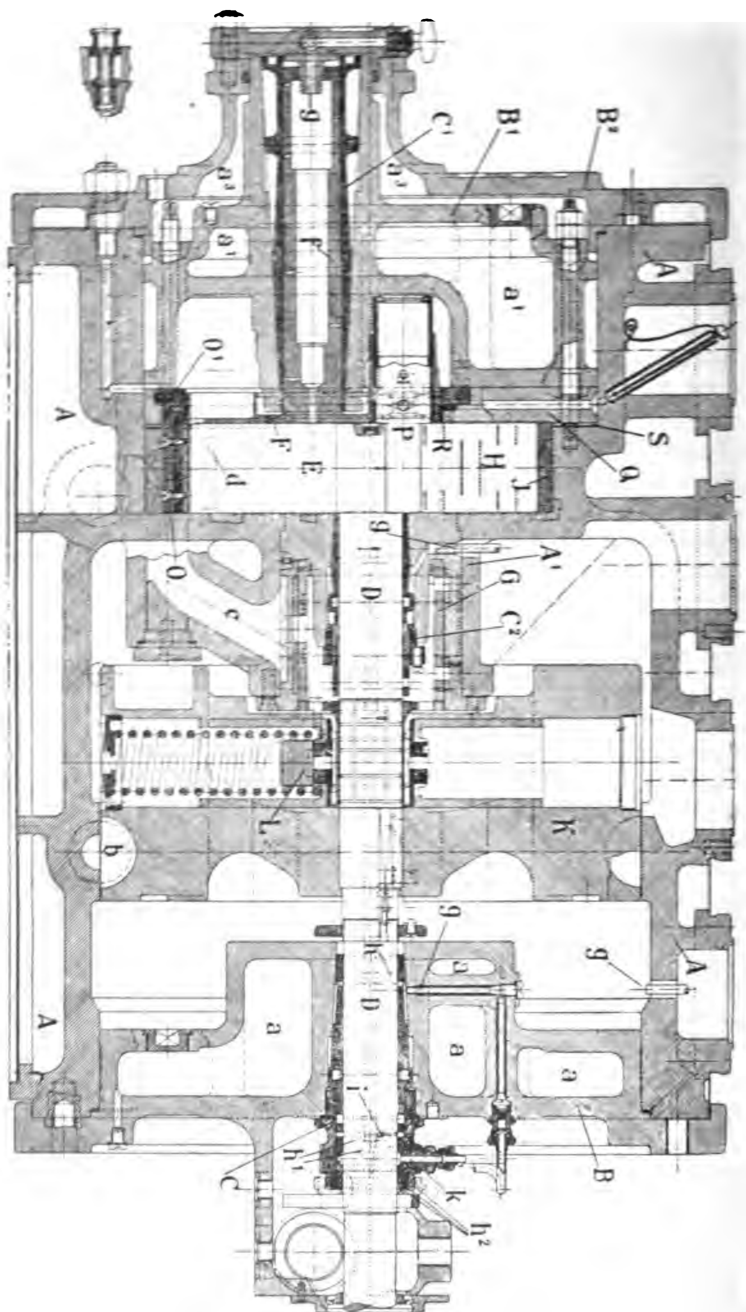


Fig. 76. Längsschnitt durch eine Versuchs-Rotationsdampfmaschine von Patschke.

Deckel, welche mit Wärmeisolierzellen a und a_1 versehen sind. Das rechte Lager C der Kraftwelle D trägt B.

B_1 stützt das Lager C_1 des im Expansionszylinder E liegenden Rotationskörpers F. Ein drittes Lager, das linke Wellenlager C_2, ist in einer das Rotationsventil G aufnehmenden Grundbüchse, die in dem inneren Zylinder A_1 eingeschlossen ist, gelagert.

Diese Lager sind konisch, vierteilig und wie alle anderen der Abnützung unterworfenen Stellen durch dünne Metallblättchen an den Teilfugen nachjustierbar. Beim Nachstellen werden die Schalen jedesmal um eine der vier Nasen im Sinne des Uhrzeigers gedreht. Die Nachstellung hat nur nach langer Betriebsdauer zu erfolgen. Diese Anordnung bedingt ein gleichmäßiges Abnutzen der Schalen, so daß hiedurch ein möglichst genaues zentrisches Laufen der rotierenden Teile erreicht wird. Außerdem finden manchmal auch Lamellen-Ring-Lagerschalen mit selbsttätiger Öllabyrinthwanderung Verwendung.

Der äußere Deckel B_2 dient hauptsächlich zum hermetischen Verschluß. Durch denselben werden auch nochmals Luftisolierzellen a_3 gebildet. Die in den Lagern C und C_2 ruhende Welle D bildet mit der Treibkurbel H, welche als rotierender Kolben anzusehen ist, ein starres Stück, ebenso mit dem an der Kurbel sitzenden Schuh I.

Das Schwungrad K ist auf die Welle mittels leicht löslicher Tangentialkeile fest aufgekeilt, dasselbe ist zugleich als Turbinenrad ausgebildet und mit einem empfindlichen und entlastenden Achsenregulator versehen.

Die Kurbel der Welle mit dem Schuh ist durch das Schwungrad und die entsprechende Kuppelungsscheibe ausbalanciert, was bei den neueren Konstruktionen durch den rotierenden Kolben bezw. die Kurbel selbst erfolgt. Die Zentrifugalkräfte können demnach keinerlei Biegungsbeanspruchungen in der Welle hervorrufen.

Die Zentrifugalgewichte L des Regulators laufen in Zahnstangen aus und wirken durch Verdrehen der auf der Welle sitzenden Zahnradbüchse unmittelbar auf das Steuerungsventil ein.

Der Dampf, welcher bei b eine je nach dem vorhandenen Dampfdruck mehr oder weniger große Öffnung durchströmt, trifft mit seiner lebendigen Kraft auf die Turbinenzähne des Schwungrades K, gelangt nach Passieren des rotierenden Steuerungsventils G in den Kanal c und tritt dann durch die Eintrittsöffnung d in den Expansionszylinder E, wo er ebenfalls direkt Kraft tangential auf die Treibkurbel H abgibt.

Größere Maschinen haben das Ventil radial und klein am Zylinder angeordnet.

Im Expansionszylinder E ist die Kurbel mit der Welle D konzentrisch gelagert und läuft im angewärmten Zustande mit außer-

ordentlich wenig Luft reibungsfrei, sowohl an der äußeren Peripherie als auch seitlich.

Der Rotationskörper F ist zur Welle exzentrisch gelagert und begrenzt den eigentlichen sichelförmigen Arbeitsraum nach innen und der Dampfeintritt d ist durch die von dem Rotationskörper selbsttätig eingestellte, reibungsfreie Dichtungszunge O von der Austrittsöffnung e getrennt.

Im Rotationskörper ist ein zweiteiliger, nachstellbarer Kulissenbolzen P drehbar gelagert, der mit seinem gabelförmigen Ende das

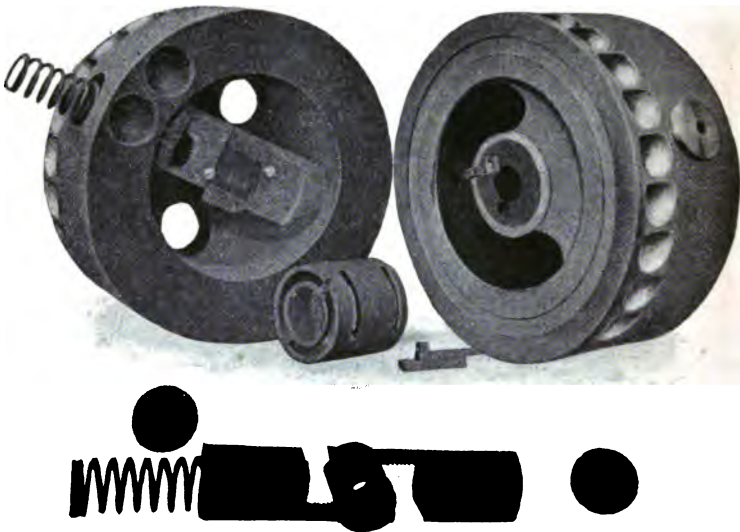


Fig. 76. Ansicht der Dampfturbine (Schwungrad) und des Regulatorgehäuses, Regulatorteile und Expansions-Steuerung mit veränderlicher Voröffnung.

Durchgleiten der Kurbel bei deren Drehung ermöglicht, so daß infolgedessen der Rotationskörper durch die Kurbel H gleichsinnig gedreht wird. Um dem Kulissenbolzen nur geringe Reibungskräfte und kleine lebendige Kräfte, aber keine Treibdrucke zur Überwindung anzuweisen, ist das Gewicht des Rotationskörpers auf das geringste Maß beschränkt.

Die Kraftabgabe auf die Welle ist eine zweimalige und direkte und wird weder durch den Bolzen P noch durch einen anderen Teil geleitet.

Infolge der exzentrischen Lage des Rotationskörpers wird der bei d eintretende Dampf auf eine mehr oder weniger große Druckfläche der Kurbel H geleitet und expandiert in dem sichelförmigen Arbeitsraum je nach der vom Rotationsventil zugelassenen Füllung.

Im allgemeinen erfolgt das Voröffnen konstant; die Füllungen sind ohne Schwierigkeit von 0 bis 100 % erreichbar. Eine selbsttätige Regulierung für Vor- und Rückwärtsgang ist anwendbar. Größere Maschinen sind mit einer Vorrichtung zur Veränderung der Tourenzahl während des Betriebes versehen. Dies wird durch die achsiale relative Verschiebung der Dampf-Durchströmkanäle in Verbindung mit einem entsprechend wirkenden, mit überschüssigem Hub versehenen geringeren Widerstand findenden Achsenregulator in einfacher Weise erreicht.

Die Regulatoren haben keine belasteten Gelenke, arbeiten entsprechend reibungsfrei und werden durch das Behaarungsvermögen der rotierenden Steuerungs-Antriebsteile zu einer sehr exakt wirkenden Präzisionsregulierung unterstützt.

In zweckmäßiger Weise ist die reibungsfreie Abdichtung der sich drehenden Teile, Kurbel und Rotationskörper, sowohl in radialer als auch in achsialer Richtung durchgeführt. Eine den Rotationskörper umschließende Platte Q ist zugleich mit dem Deckel an den Zylinder angeschraubt.

Mittels kammlagerartiger Nuten des Anlaufringes R, in welchen die im Rotationskörper eingedrehten korrespondierenden Nuten eingreifen, ist eine reibungsfreie Abdichtung zu erzielen.

In achsialer Richtung haben Nuten und hineintretende Ringe keine, in radialer Richtung dagegen entsprechende Luft, so daß die auf den Rotationskörper wirkenden, wechselnden Radialdrücke an dem Umfange desselben keine Reibung verursachen können, sondern auf den Lagerzapfen f geleitet werden, welcher zur sicheren Führung in entsprechenden Lagerschalen läuft.

Die theoretisch reibungsfreie Abdichtung des Rotationskörpers an seiner unteren Stelle geschieht durch die Zunge O, welche an einem um den Rotationskörper gelagerten und von diesem geführten, durch eine Feder ausbalancierten Ringe O_1 befestigt ist, so daß die Zunge stets einen unwandelbaren, beim Zusammensetzen bestimmbaren, entsprechend dichten Abschluß bewirkt, welcher wie alle Dichtungen nachstellbar ist und nur einer geringen Abnutzung unterworfen ist.

Die Einstellung der angewärmten Treibkurbel in achsialer Richtung geschieht auf rund $^1/_{20}$ *mm* an jeder Seite.

Mehrere $^1/_{10}$ *mm* dünne Justierringe werden durch einen Beilagering S zusammengehalten, so daß das Nachjustieren auf das obige Maß leicht geschehen kann, da sich das Dichtungsspiel selbsttätig beiderseits einstellt.

Eine stopfbüchsenfreie, ventillose Ölpumpe bewirkt in rationeller, sicherer Weise die Schmierung. Der Pumpe wird das Öl aus einem mit einem Schauglase versehenen Ölturme nach dem Passieren eines

Absperrhahnes und einer Tropfenregulierung zugeführt. Die Ölzuführungsstellen sind mit g bezeichnet. Die Regulierung erfolgt mittels einstellbarer Justierventile, deren Wirkung durch Glasrohre beobachtet werden kann.

Durch eingehende Versuche ist nachgewiesen worden (vergl. Z. d. V. d. I.), daß zur Erzielung geringster Reibung der Lager und gleitenden Teile im Dampfraume deren Temperatur nicht wesentlich höher sein darf als jene des Dampfes. Diese Bedingung trifft bei dieser Konstruktion zu und ist somit ein Brennen der Lager ausgeschlossen.

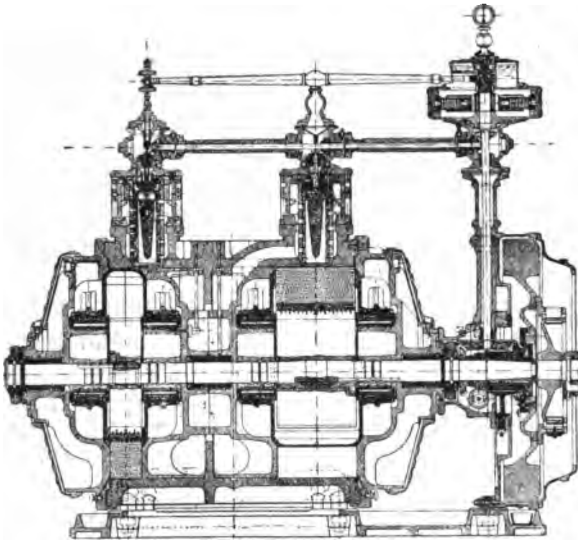


Fig. 77. Längsschnitt durch eine zweifache Expansions-Rotationsdampfmaschine von Patschke.

Das Wellenlager »ohne Stopfbüchsenpackung« ist wie die anderen konisch, vierteilig, nachstellbar, als Ringschmierlager ausgebildet und wird vom Deckel B aufgenommen.

Das bei g_1 eintretende Öl wird durch den im Zylinder herrschenden Dampfdruck bezw. durch den bereits mittels des eingelegten Ringes h abgestuften geringen Durchlässigkeits-Dampf zum Wandern in der Richtung nach außen gebracht.

Die Reibung ist, wenn man alle in Frage kommende Reibung zusammenfaßt, gering und im wesentlichen auf die Lagerschalen von möglichst kleinem Durchmesser mit geringer Gleitgeschwindigkeit und kleiner spez. Belastung beschränkt.

Ein Längsschnitt und Querschnitt, Fig. 77 und 78, zeigt die Maschine in ihrer nunmehrigen Ausführung als zweifache Expansionsmaschine. Der Kurbelmechanismus ist zweimal angeordnet; bei gleichem Durchmesser des Arbeitszylinders ist das Volumen des Hochdruckzylinders gleich 0,4 dem des Niederdruckzylinders, hiebei gibt der Dampf zweimal tangential seine Kraft auf die um 180° versetzten Kurbeln ab, wodurch ein günstiges Drehmoment erzielt und die Reibung bedeutend verringert wird.

Nachdem der Dampf im Hochdruckzylinder gearbeitet hat, strömt er in den durch die inneren Deckel gebildeten Receiver, um dann nach Passieren des Niederdruckventils im Niederdruckzylinder mit niedriger Spannung ausgenutzt zu werden. Die Anwendung von zwei Kurbeln bedingt einerseits ein günstiges Drehmoment und eine erheblich bessere Lagerbeanspruchung, anderseits spielt etwas Dampfdurchlässigkeit im Hochdruckzylinder nur eine geringere Rolle, da dieser Durchlässigkeitsdampf im Niederdruckzylinder wieder zur Wirkung gelangt, und hier die Durchlässigkeit des größeren Volumens und geringen Dampfspannung wegen von minderer Bedeutung ist.

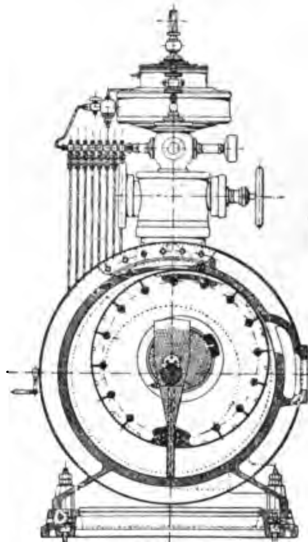


Fig. 78. Querschnitt durch eine zweifache Expansionsmaschine von Patschke.

Die versetzten Kurbeln bieten ferner für Vor- und Rückwärtsgang die Möglichkeit die Maschine in jeder Stellung zum selbsttätigen Angehen zu bringen, was bekanntermaßen für Schiffs- und Reserviermaschinen von großer Wichtigkeit ist. Diese Anordnung beschränkt bereits bei kleinen Maschinen die Durchlässigkeit auf ein geringes Maß, bei großen Maschinen sinkt dieselbe mit dem Quadrat der linearen Dimensionen, so daß die Maschinen mit anderen Maschinentypen in Konkurrenz treten können.

Die Arbeitswelle, Fig. 79, ist in dem Zylinder konzentrisch gelagert und trägt eine abgeflachte Kurbel, welche als rotierender Kolben angesehen werden kann. Infolge des Gegengewichtes ist sie vollkommen ausbalanciert, so daß die Zentrifugalkräfte unmittelbar und vollständig aufgehoben sind und mithin keinen Einfluß auf die Gleitbewegung und Lagerung der Kurbel an ihrem Umfange und auf die Lagerung der Welle ausüben können. Der Rotationskörper ist exzentrisch zur Welle und unabhängig von derselben zur Führung des Kraftmittels gelagert. Der Rotationskörper übernimmt sowohl in radialer als auch in achsialer Richtung die Abdichtung, hat aber keine Kräfte zu übertragen, so daß bei seiner Bewegung, welche durch die Kurbel selbst erfolgt, nur seine eigenen verhältnismäßig geringen Widerstände zu überwinden sind.

Die Drehung des Rotationskörpers vermitteln zwei Kulissenlagerschalen. Je nach der Größe des Rotationskörpers kommt die durch die exzentrische Lage bedingte Beschleunigung und Verzögerung des

Rotationskörpers in den Kulissenschalen mit der geringen Beanspruchung von rund 1 *kg* pro *qcm* und weniger zur Geltung.

Die Lagerung findet der Rotationskörper in seinen Trommelhälsen, welche exzentrisch die Welle umschließen, und in welche die Lagerzapfen der Deckel hineinragen; die Lagerung besteht in einem nach allen radialen Richtungen verstellbaren Rollenlager.

Der Rotationskörper übernimmt die Abdichtung in folgender Weise: Zur Trennung des Dampfeinlasses vom Auslaß ist eine Dichtungsschiene angeordnet, welche von zwei Ringen getragen wird, und die Lagerhälse des Rotationskörpers umschließt. Diese Dichtungsanordnung ist theoretisch reibungsfrei und praktisch fast gar keiner Abnützung unterworfen. In den Zylinder ist eine Mulde eingedreht, in welche der Rotationskörper hineinragt, damit die Dichtungszunge und die Kurbel einander nicht anstoßen können, so daß die Kurbel in dieser Stellung ganz in den Rotationskörper hineinragt. Die achsiale Abdichtung erfolgt durch Einstellung des äußeren Deckels, dessen innere Fläche die Stirnfläche des Arbeitszylinders begrenzt.



Fig. 79. Ansicht der Kraftwelle mit den Steuerungsteilen, der linken Expansionszylinderwand, dem Dichtungs- und Anlaufskammringe, sowie der Dichtungszunge mit ihrem verdeckten Führungsringe einer Patschke-Rotationsdampfmaschine.

Zur bequemen Abdichtung der Kurbel sind an deren Stirnflächen leicht federnde Bajonettschienen eingeschoben, die sich nach beiden Seiten gegen die Zylinderdeckel anpressen und eine geeignete Dichtung herbeiführen.

Außerhalb des Arbeitszylinders liegen Treppenstufen, welche die Abdichtung des Rotationskörpers besorgen. Die Treppenstufen sind so angeordnet, daß der Rotationskörper achsial nahezu zur Auflage gebracht wird, radial dagegen beliebig wandern kann, was mit Rücksicht auf ein stets notwendiges Lagerspiel von Bedeutung ist. Diese Abstufungen schaffen kleine Druckstufen, in welchen sich der Dampf in der Sekunde etwa 400 bis 500 mal brechen muß. Diese kleinen Zwischenräume füllen sich mit Öl und Kondensationswasser, welche Flüssigkeiten durch die Zentrifugalkräfte das Bestreben erhalten, dem Durchlässigkeitsdampf entgegen zu arbeiten. In dem durch den Rotationskörper entstandenen sichelförmigen Arbeitsraum geht nun die Arbeit des Dampfes vor sich, der vor seinem Eintritte in die Maschine durch einen Achsen-Expansionsregulator beeinflußt wird.

Da ein Dampfwegwechsel nicht stattfindet, so sind auch die Abkühlungsverluste gering, wozu noch kommt, daß die Admissionsräume und deren Oberflächen mit Füllungen sich ebenfalls wesentlich verkleinern. Somit haben wir bei kleineren Füllungen kleinere Admissionsräume, geringere Oberflächen und daher auch geringere Abkühlungsverluste.

Auf der Welle ist ein nach beiden Seiten treppenförmig ausgebildeter Ring, Dampfring, aufgeschliffen oder durch eine sonstige Spezialvorrichtung befestigt und abgedichtet. Die in die Welle hineinragende Schraube hat nun in achsialer Richtung Spielraum, so daß der Dampfring, Fig. 80, durch Durchlässigkeitsdampf im Lager stets nach außen gedrückt wird und sich gleich einem Ventil einschleift. Diese Dichtungskraft kann beliebig klein gewählt werden. Die Treppenstufen dienen zur Schaffung kleiner Druckstufen, um achsiale Wellenschwankungen, welche auf den Ring übertragen werden, unschädlich zu machen.

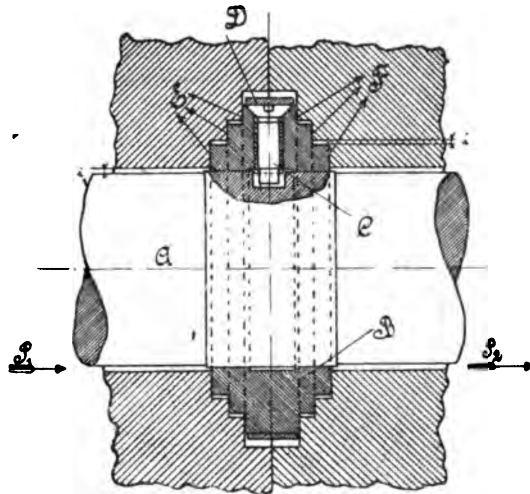


Fig. 80. Dichtungsring einer Patschke-Rotationsdampfmaschine.

Da der Ring an der Rotation teilnimmt, so ist eine Abnützung desselben ausgeschlossen. Der achsiale Auflagedruck kann auf den Ringquerschnitt der ersten Stufe beschränkt werden, indem die anderen Abstufungen mit einem Haarkanal verbunden werden, so daß diese Druckflächen sich gegenseitig aufheben. Indessen wird die Reibungsarbeit von dem Gesamtquerschnitt der Treppenstufen aufgenommen, so daß deren Verschleiß gering ist und sie außerdem selbsttätig durch den Dampf nachgestellt werden.

Bezüglich der Schmierung der Maschine waren große Schwierigkeiten zu überwinden, um eine geeignete Konstruktion hiefür zu schaffen.

Bei den Maschinen mit zweifacher Expansion und eigener Rotationskondensatorpumpe kommt eine Ölpumpe mit 8 Kolben zur Verwendung.

An der von der Maschinenwelle durch ein Schneckengetriebe bewegten Achse sind so viele Exzenter angedreht als Zylinder nötig sind, bei den älteren Typen 4 und bei den neueren 8, die sich in einer Schleife des auf- und abwärtsgehenden Kolben bewegen. Auf der oberen Hälfte tragen diese Kolben Hohlzylinder, welche als Plunger dienen und bei der Aufwärtsbewegung das von oben einfallende Öl



Fig. 81. Polar-Indikatordiagramm einer Patschke-Rotationsdampfmaschine.

aufsaugen und dasselbe bei der Abwärtsbewegung in die Maschine hineinpressen.

Saugventile, Stopfbüchsen, Packungen sind durch die eigenartige Konstruktion der Maschine gänzlich in Wegfall gekommen, ein Vorzug, der jedenfalls nicht zu unterschätzen ist.

Ein Turm dient als Ölbehälter, welcher von einer durchbohrten, die Regulatorspindel aufnehmenden Säule getragen wird. Um vor dem Anlassen der Maschine in dieselbe Öl zu bringen, empfiehlt es sich die Pumpe durch eine Kurbel vorzuschalten.

Um eine leichtere Tourenkontrolle zu erhalten, macht man das Übersetzungsverhältnis in dem Getriebe im Verhältnis von 1 : 10, die Pumpenwelle trägt noch eine Schnurscheibe zum Antriebe des Indikators. Die gebräuchlichen Meßinstrumente für die Kolbendampfmaschinen eigneten sich nicht, so daß zur Kontrolle ein besonderer Indikator konstruiert werden mußte.

Die rotierenden, zylindrischen Ventile besitzen an ihrem Umfange mehrere Reihen schraubengangförmiger, spitz zulaufender Kanäle, welche mit gleichen Kanälen in den die Ventile aufnehmenden Grundbüchsen korrespondieren. Angetrieben werden die Ventile durch die

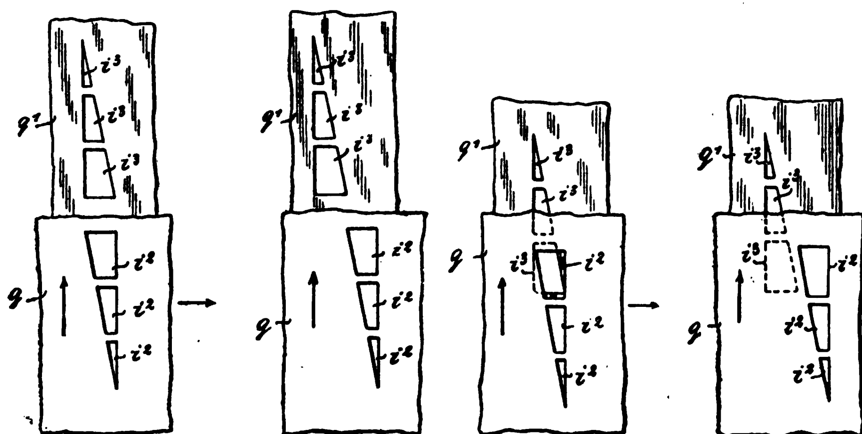


Fig. 82 und 83. Abgewickelte Ventilkanäle für Minimalfüllung der Patschke-Rotationsdampfmaschine.

Fig. 84 und 85. Abgewickelte Ventilkanäle für Maximalfüllung der Patschke-Rotationsdampfmaschine.

Steuerwelle mittels konischer Räder. Der Regulatorhebel hebt und senkt das Ventil und stellt dadurch veränderliche Füllungen leicht ein.

Sowohl achsial als auch radial sind die Ventile vollkommen entlastet, radial durch die symmetrisch gegenüber liegenden Dampfkanäle und achsial durch die durchbohrte Welle. Der Antrieb erfolgt durch ein Kulissenkreuzstück, um geringe Abweichungen in der Lage der Mittellinien unschädlich zu machen, und der Regulator kann das im entlastenden Zustande sich wie ein Brummkreisel einstellende Ventil durch einfaches achsiales Verschieben steuern.

Der Regulator ist ein Federregulator und in einem Gehäuse gelagert, welches unterhalb des mit einem Schauglase versehenen Ölturmes angeordnet ist. Der Antrieb erfolgt durch die senkrechte

Spindel, welche in der Säule gelagert ist und gleichzeitig die Steuerwelle und das Tachometer direkt antreibt.

Die Ventilkanäle sind in verschiedenen Reihen derart angeordnet, daß das Steuerungsorgan, wie schon bemerkt, gegen Druck entlastet ist.

Aus den schematischen Darstellungen der Fig. 82 und 83 für Minimalfüllung, sowie der Fig. 84 und 85 für Maximalfüllung ist das konstante Öffnen für Füllungen von 0 bis 100% und die Tourenänderung während des Betriebes bei überschüssigem Regulatorhub erklärlich.

Bei Schiffsmaschinen, sowie anderen Maschinen mit korrekter Regulierung durch einen Regulator für Vorwärtsgang von 0 bis 100% Füllung und selbsttätiger Notregulierung für Rückwärtsgang passen i_2 und i_3 ebenfalls zueinander, bei korrekter selbsttätiger Regulierung für beide Drehrichtungen sind dagegen noch für den Rückwärtsgang entsprechend entgegengesetzte Ergänzungskanäle angeordnet.

Die dann notwendige achsiale Relativverschiebung von q bewirkt der Umsteuerhebel. Mittels desselben ist dabei gleichzeitig eine korrekte, einfache Tourenänderung während des Vor- und Rückwärtsganges ohne Dampfdrosselung bei stets tätigem, entsprechendem statischen Regulator einstellbar. Durch diese Vorrichtung sollen Schiffswellen-, Schraubenbrüche u. a. in hohem Maße vermieden werden.

Tourenänderungen geschehen durch achsiale Relativverschiebungen an der Steuerwelle.

Um die inneren Vorgänge in der Maschine kontrollieren zu können, sind außer dem Indikator fünf Manometer angebracht, welche die verschiedenen Drucke und Druckabfälle in der Maschine zeigen.

Die Manometer zeigen folgende Drücke an:

1. Den Admissionsdruck im Dampfrohr beim Eintritt;
2. den mittleren Arbeitsdruck im Hochdruckzylinder;
3. den Admissionsdruck im Receiver bezw. im Niederdruckzylinder;
4. den mittleren Arbeitsdruck im Niederdruckzylinder;
5. den Dampfdruck im Auslaß.

Diese Instrumente bieten während des Betriebes eine übersichtliche Kontrolle der Maschine.

Bezüglich des Dampfverbrauches, der Größenverhältnisse der Maschine, der Tourenzahl und Gewichte gibt nachfolgende Tabelle 16 Aufschluß.

Tabelle 16.[1])

Zylinderbohrung in *mm*	Umdrehungen pro Minute	Leistung in PS		Dampfgewicht in *kg* pro Stunde		Volumenumriß in *mm*			Gewicht in *kg*
D	n_1 bis n_2	N_{e_2}	$N_{i_{12}}$	p_e	p_i	L	B	H	G
100	200 bis 2500	1	2,5	9,10	6,90	285	150	185	25
150	250 » 2000	3	7,5	8,95	6,80	415	220	270	50
200	250 » 1750	6	15	8,80	6,70	545	280	360	75
250	250 » 1500	10	25	8,65	6,60	665	335	450	175
300	250 » 1250	15	37,5	8,50	6,50	785	400	535	300
350	250 » 1000	20	50	8,35	6,40	900	460	620	470
400	250 » 935	28	70	8,20	6,30	1000	520	705	620
450	250 » 880	37	92	8,05	6,20	1100	580	790	800
500	250 » 835	49	122	7,90	6,10	1200	640	870	1000
550	250 » 800	62	155	7,75	6,00	1300	700	955	1230
600	250 » 770	77	192	7,60	5,90	1400	760	1030	1500
700	250 » 650	104	260	7,45	5,80	1600	885	1195	2070
800	250 » 630	150	375	7,30	5,70	1800	1000	1360	2740
900	250 » 610	207	515	7,15	5,60	2000	1125	1520	3540
1000	250 » 590	275	685	7,00	5,50	2200	1245	1680	4450
1100	250 » 570	355	885	6,85	5,40	2400	1365	1835	5500
1200	250 » 550	443	1110	6,70	5,30	2600	1480	1990	6700
1300	250 » 530	545	1360	6,55	5,20	2800	1600	2145	8000
1400	250 » 510	655	1635	6,40	5,10	2950	1730	2300	9400
1500	250 » 490	770	1920	6,25	5,00	3100	1830	2450	11000
1600	250 » 470	900	2250	6,10	4,90	3250	1945	2600	12800
1700	250 » 460	1055	2625	5,95	4,80	3400	2060	2740	14500
1800	250 » 450	1230	3075	5,80	4,70	3550	2170	2880	16900
1900	250 » 440	1410	3525	5,65	4,60	3700	2280	3020	19200
2000	250 » 430	1610	4025	5,50	4,50	3825	2395	3160	21800
2100	250 » 420	1820	4550	5,35	4,40	3950	2500	3300	24500
2200	250 » 415	2070	5160	5,20	4,30	4075	2610	3440	27500
2300	250 » 410	2330	5800	5,05	4,20	4175	2720	3570	31000
2400	250 » 405	2615	6550	4,90	4,10	4275	2820	3700	34500
2500	250 » 400	2900	7250	4,75	4,00	4375	2930	3830	38500
2600	250 » 395	3250	8100	4,60	3,90	4475	3030	3960	42300
2700	250 » 390	3580	8950	4,45	3,80	4550	3135	4075	47000
2800	250 » 385	3950	9850	4,30	3,70	4625	3240	4200	52000
2900	250 » 380	4330	10800	4,15	3,60	4700	3340	4325	57300
3000	250 » 375	4720	11800	4,00	3,50	4750	3420	4450	65000
3100	250 » 370	5140	12800	3,85	3,40	4800	3500	4550	69000
3200	250 » 365	5570	13900	3,75	3,30	4850	3600	4675	75500
3300	250 » 360	6030	15100	3,60	3,20	4900	3700	4800	83500
3400	250 » 355	6500	16300	3,40	3,10	4950	3800	4900	91500
3500	250 » 350	7000	17500	3,25	3,00	5000	3900	5000	100000

An Hand dieser Tabelle treten bezüglich des Platzbedürfnisses derart günstige Verhältnisse ein, daß, wenn man den Raumbedarf einer liegenden Kolbendampfmaschine als Einheit annimmt, sich folgende Verhältnisse ergeben:

[1]) Diese Angaben beziehen sich auf Maschinen mit zweifacher Expansion in 1 Zylinder, können jedoch auch in entsprechender Weise für Maschinen mit zweifacher Expansion in 2 Zylindern, sowie für einfache und dreifache Expansionsmaschinen benutzt werden. Selbstverständlich sind die meisten Angaben berechnet und nicht ausprobiert worden, was besonders beim Dampfverbrauch zu berücksichtigen ist.

1. Raumbedarf einer liegenden Kolbendampfmaschine 100%.
2. Raumbedarf einer stehenden Kolbendampfmaschine 50%.
3. Raumbedarf einer Dampfturbine 25%.
4. Raumbedarf einer liegenden Rotationsmaschine 20%.
5. Raumbedarf einer stehenden Rotationsmaschine 5%.

Diese Rotationsmaschine läßt sich auch mit darüber liegendem Kesselhause ausführen für den Fall, daß die Platzfrage die größte Rolle spielt und mithin der Kessel mit einem Blechschornstein in die oberste Etage aus irgend welchen Gründen gelegt werden müßte, die Maschinen wären dann darunter gelagert.

Auf die Durchkonstruktion der Details auf reibungsfreie, gute Abdichtung für Geschwindigkeiten von 10 bis 40 ist weitgehendste Rücksicht genommen, der schädliche Raum der Kolbendampfmaschine ist infolge der Vermeidung eines Dampfwechselweges bis auf rund 1% reduzierbar.

Der unvermeidliche Durchlässigkeitsdampf wird zu Heizzwecken der kälteren Wandungen, sowie zur Erwärmung des Öles benutzt.

Infolge günstiger Reibungsverhältnisse ist der Ölverbrauch unbedeutend und kommt überhaupt nicht in Frage, da das Öl sich im Abgangsrohr durch einfache Mittel bis zu 92% wieder gewinnen läßt.

Selbst bei Verwendung von Oberflächenkondensation und aus Petroleum hergestellten, säurefreien Ölen nach weiterer Ölabsonderung ist das Kondensat zur Kesselspeisung zulässig, da sich Petroleum als Kesselreinigungsmittel bewährt hat.

Immerhin ist aber die Berührung des Dampfes mit Öl ebensowenig wünschenswert als bei den Kolbendampfmaschinen.

Die Maschine ist auf hohe Gleichförmigkeit durch Verwendung eines Präzisionsregulators konstruiert und ist der Ungleichförmigkeitsgrad von 1 : 250 und mehr zu erreichen. Durch Wegfall der Stopfbüchsenpackungen ist die Wartung der Maschine eine einfache und leicht übersichtliche.

Dadurch, daß den Lagern das Öl durch eine Pumpe zugeführt wird, ist ein Brennen derselben ausgeschlossen, und dieser Umstand trägt wesentlich zur Erhöhung der Betriebssicherheit bei.

Zwar sind alle arbeitenden Teile im Inneren der Maschine untergebracht, doch sind dieselben infolge entsprechenden Baues leicht zugänglich. Da die Maschine ein sich selbst einstellendes Anlaßventil und ein Auslaßabsperrventil besitzt, so kann sie beim Anwärmen und zur Kontrolle des leichten Ganges unter den beabsichtigten höchsten Druck gesetzt werden.

Da die Ventile der Maschine hermetisch abschließen, so ist zur Vermeidung von Rostbildung im Inneren bei längerem Stillstand Vorsorge getroffen worden.

Druck von Oskar Leiner in Leipzig. 2016

Heinke, Prof. Dr. **C.** **Die Grundvorstellungen über Elektrizität und deren technische Verwendung.** In Form eines Gesprächs zwischen Laie und Fachmann. Zweite verm. Auflage. gr. 8°. 80 Seiten. Mit 24 Abbildungen. Brosch. ℳ 1.50.

Herzog, Ingen. **S.** **Schule des Elektromonteurs. Handbuch für** Elektromonteure und Maschinisten elektrischer Kraft- und Lichtanlagen. 8°. 141 Seiten. Mit 136 Abbild. Geb. ℳ 2.50.

Kapp, Ingen. **Gisbert.** **Elektrische Wechselströme. Autorisierte** deutsche Ausgabe von Hermann Kaufmann. Dritte Aufl. 8°. 92 Seiten. Mit zahlr. Figuren. Brosch. ℳ 2.—, geb. ℳ 2.75.

Keil, stud. arch. nav. **P.** **Elektrische Schiffahrt. Darstellung ihrer** Geschichte und Entwickelung nebst Anleitung zur Einrichtung elektrischer Boote. gr. 8°. 64 Seit. Mit 24 Abbild. Brosch. ℳ 1.80.

Krämer, Ober-Ingen. **Jos.** **Wirkungsgrade und Kosten elektrischer** und mechanischer Kraft-Transmissionen. Soll bei einer Fabrik-Neuanlage mechanische oder elektrische Transmission eingerichtet werden? Ist es empfehlenswert, bestehende Transmissionen durch elektrische zu ersetzen? Welches elektrische System soll angewendet werden? 2. umgearb. und verm. Auflage. gr. 8°. 126 Seiten. Mit 82 Abbild. Brosch. ℳ 4.50, geb. ℳ 5.50.

Krämer, Ober-Ingen. **Jos.** **Konstruktion und Berechnung für 20 verschiedene** Typen von Dynamo-Gleichstrom-Maschinen für Maschinen-Ingenieure und Elektrotechniker. 2. gänzlich neu bearbeitete Aufl. Mit 25 Tafeln, wovon 9 in Farbendruck, als Zeichenvorlagen bei Konstruktionsarbeiten, erläut. Text und 49 Fig. Lex. 8°. Brosch. ℳ 15.—, Kart. ℳ 15.50.

Krämer, Ober-Ingen. **Jos.** **Die mechanischen und elektrischen Konstruktionen** für elektrische Eisenbahnen. Hilfsbuch für Maschinen-, Elektro- und Eisenbahn-Ingenieure, Konstrukteure und Wagenbauer, zugleich ein Vorlagenwerk für Konstruktions-Bureaux. Bahnmotoren und Generatoren. 33 lithographische Tafeln, wovon 10 in Farbendruck und 9 Bogen Text mit 84 Figuren. Querquart. Geb. ℳ 20.—.

Krieg, Dr. **Martin.** **Taschenbuch der Elektrizität. Ein Nachschlagebuch** und Ratgeber für Techniker, Monteure, Industrielle u. technische Lehranstalten. Fünfte umgearbeitete Aufl. kl. 8°. 350 Seiten. Mit 295 Abbildungen. Geb. ℳ 4.—.

Krüger, E. A. **Die Herstellung der elektrischen Glühlampe. Nach** in den verschiedensten Glühlampen-Fabriken gesammelten praktischen Erfahrungen gemeinverständlich erörtert. gr. 8°. 103 Seit. Mit 72 Abbild. u. 5 Taf. Brosch. ℳ 3.—, geb. ℳ 3.50.

Le Blanc, Prof. Dr. **Max.** **Lehrbuch d. Elektrochemie. 3. verm. Aufl.** gr. 8°. 284 Seiten. Mit 31 Fig. Brosch. ℳ 6.—, geb. ℳ 7.—.

Liebetanz, Fr. **Handbuch der Calciumcarbid- und Acetylentechnik.** Nach den neuesten Fortschritten und Erfahrungen geschildert. Zweite verm. Aufl. gr. 8°. 423 Seiten. Mit 257 Abbild. und 7 Tafeln. Brosch. ℳ 12.—, geb. ℳ 13.—

Liebetanz, Fr. **Gesetzliche Vorschriften über Herstellung und** Benutzung von Acetylen nebst den Bestimmungen der Feuerversicherungs-Gesellschaften, Unfallverhütungs-Vorschriften und Transport-Bestimmungen für Calciumcarbid und Acetylen. Mit Anhang: Zolltarif für Calciumcarbid und Acetylenapparate. gr. 8°. 92 Seiten. Brosch. ℳ 2.—.

Liebetanz, Fr., **Hilfsbuch für Installationen von Acetylen-Beleuchtungsanlagen.** kl. 8°. 104 Seiten mit 85 Abbild. Geb. ℳ 3.75.

Lindner, Elektr. **Max,** **Der Blitzschutz.** Praktische Anleitung zur Projektierung, Herstellung u. Prüfung von Gebäude-Blitzableitern jeder Art auf Grund der neueren Anschauungen über das Wesen der Blitzentladungen. 8°. 176 Seiten mit 142 Abbildungen. ℳ 4.—; geb. ℳ 5.—.

Loose, Ingen. **Fritz,** und Ingen. **Max Schiemann, Taschenbuch** für Monteure elektrischer Strassenbahnen. Eine Anleitung zum Bau und zur Unterhaltung elektrischer Strassenbahnen mit Oberleitungs- und Akkumulatorenbetrieb. 2. Aufl. kl. 8°. 131 S. Mit 112 Abbildungen, Millimeterpapier. Geb. ℳ 1.50.

Lux, Ing. Dr. **H. Die wirtschaftliche Bedeutung der Gas- und** Elektrizitätswerke in Deutschland. Eine volkswirtschaftlich-technische Untersuchung. gr. 8°. 131 Seiten. Mit 9 Figuren. Brosch. ℳ 3.—, geb. ℳ 4.—.

Luxenberg, Dr. **M. Die Bogenlichtschaltungen und Bogenlicht-**Gattungen. Zweite vermehrte Aufl. gr. 8°. 51 Seiten mit 4 Figuren-Tafeln. Brosch. ℳ 2.50.

Maresch, Ingenieur **Cornel. Kraftmaschinen zum Betriebe dynamo-**elektrischer Stromerzeuger. Ein Lehr- und Nachschlagebuch für Elektrotechniker, Elektromonteure, Industrielle u. s. w. gr. 8°. 236 Seit. Mit 261 Abbild. Brosch. ℳ 4.25, geb. ℳ 5.25.

Neureiter, Ingen. **Ferd. Die Verteilung der elektrischen Energie** in Beleuchtungsanlagen. 2. Aufl. gr. 8°. 276 Seiten. Mit 136 Figuren. Brosch. ℳ 9.—, geb. ℳ 10.—.

Pauls Tabellen der Elektrotechnik. Zum praktischen Gebrauch für Techniker, Werkmeister, Monteure, Werkstattarbeiter. Maschinisten. 2. Aufl., bearbeitet v. Ingenieur Gust. Wilh. Meyer. kl. Quer-Format. 73 Seiten. ℳ 1.40.

Peschel, Ing. **A. Hilfsbuch für die Montage elektrischer Leitungen** zu Beleuchtungszwecken. Für Elektrotechniker, Monteure und Installateure zur praktischen Anlage und Behandlung des Leitungsmaterials. 2. vermehrte Aufl. gr. 8°. VI und 344 Seiten. Mit 589 Abbild. Brosch. ℳ 6.—, geb. ℳ 7.50.

Praktische Anleitung zur Anlage von Blitzableitern. Mit 26 Abbildungen. Vierte Auflage. 8°. 44 Seiten. Brosch. ℳ —.60.

Prasch, Adolf, u. **Hugo Wietz. Die elektrotechnischen Maße** Lehrbuch zum Selbststudium. Dargestellt und durch zahlreiche Beispiele und 38 in den Text gedruckte Figuren erläutert. gr. 8°. 153 Seiten. Brosch. ℳ 3.—, geb. ℳ 3,50.

Riedel, Elektro-Ing. **K. Die Wechselstrom-Maschinen und die Dreh-**strom-Maschinen. Für Elektrotechniker, Monteure, Mechaniker, Schlosser etc. und zum Selbststudium in leicht verständlicher Darstellung. gr. 8°. 114 Seiten. Mit 120 Fig. und 12 Tafeln. Brosch. ℳ 3.50, geb. ℳ 4.50.

Rodet, Prof. **J. Berechnung der Leitungen für Mehrphasenströme.** Autorisierte deutsche Übersetzung von Ing. M. Lachmann. gr. 8°. 55 Seiten. Mit 22 Fig. Brosch. ℳ 2.75.

Rohrbeck, Ing. **E. Die Berechnung elektrischer Leitungen, ins-**besondere der Gleichstrom-Verteilungsnetze. 8°. 76 Seiten. Mit 24 Abbild. und 3 Tafeln in zwei Farben. Brosch. ℳ 2.50.

Rosemeyer, Elektrot. **Josef. Dauerbrand-Bogenlampen. Eine** leichtfaßliche Betrachtung über Bogenlampen im allgemeinen und Dauerbrandlampen im besonderen, sowie deren Verhältnisse zueinander. 8° 78 Seiten mit 41 Abbildungen. ℳ 2.—.

Rosenberg, E., Obering. **Elektrische Starkstromtechnik. Eine** leichtfaßliche Darstellung als Lehrbuch für Monteure, Techniker, Installateure, Schlosser und die Hilfsarbeiter in der Elektrotechnik, sowie für Laien. gr. 8°. 296 Seiten mit 284 Abbild. Brosch. ℳ 7.—, geb. ℳ 8.-.

Rühlmann, Prof. Dr. **Richard. Grundzüge der Gleichstrom-**Technik. Eine gemeinfaßliche Darstellung der Grundlagen der Starkstrom-Elektrotechnik des Gleichstromes für Ingenieure etc. 2. verm. Auflage. gr. 8°. 626 Seiten. Mit 400 Abbild. Brosch. ℳ 14.—, geb. ℳ 15.50.

Rühlmann, Prof. Dr. **Richard. Grundzüge der Wechselstrom-Technik.** Eine gemeinfaßliche Darstellung der Grundlagen der Elektrotechnik der Wechsel- und Mehrphasenströme. Zugleich Ergänzungsband zu desselben Verfassers: Grundzüge der Gleichstromtechnik. 2. umgearb. Aufl. gr. 8°. 619 Seiten. Mit 505 Abbild. Brosch. ℳ 15.75, geb. ℳ 17.—.

Sack, J., Telegr.-Direktor. **Elektrotechnisches Wörterbuch. Englisch-Deutsch; Französisch-Deutsch; Deutsch-Englisch-Französisch.** Mit Zusätzen versehen von Ing. Arthur Wilke. gr. 8°. 123 Seiten. Brosch. ℳ 4.50, geb. ℳ 5.—.

Saur, K. Volt-Ampère-Watt-Pferdestärken. Dreizehn graphische Tafeln über die in der Praxis zumeist vorkommenden Werte und Wirkungsgrade. kl. Quer-Format. Mit 7 Bogen erläuterndem Text. geb. ℳ 2.75.

Schiemann, Ingen. **Max. Bau und Betrieb elektrischer Bahnen.** Handbuch zu deren Projektierung, Bau und Betriebsführung. I. Bd.: **Strassenbahnen.** Dritte vermehrte Auflage. gr. 8°. 678 S. Mit 521 Abbildungen, 1 lithographischen Tafel und 3 Tafeln Diagramme. Brosch. ℳ 12.50, geb. ℳ 14.—.
II. Bd.: **Haupt-, Neben-, Industrie-, Fernschnell- und gleislose Bahnen.** Zweite und dritte Auflage. gr. 8°. 462 S. Mit 274 Abbildungen u. 31 Tafeln. Brosch. ℳ 12.50, geb. ℳ 14.—.

Schiemann, Ingen. **Max. Die elektrischen Autbahnen. Gleislose** Motorbahnen mit elektrischer Stromzuführung. Ein neues Verkehrsmittel, ein neuer Industriezweig, eine neue Kapitalanlage. gr. 8°. 35 Seiten mit 25 Abbild. ℳ —.75.

Schiemann, Ingen. **Max. Elektrische Fernschnellbahnen der Zukunft.** Populäre volkswirtschaftliche Eisenbahnskizze. gr. 8°. 55 Seiten. Mit 6 Holzschn. u. 1 lithograph. Tafel. Brosch. ℳ 1.50.

Schmidt-Ulm, Ingen. **Georg. Die Wirkungsweise, Berechnung** und Konstruktion der Gleichstrom-Dynamomaschinen und Motoren. Praktisches Handbuch für Elektrotechniker, Konstrukteure und Studierende an technischen Mittel- und Hochschulen. 2. vermehrte Auflage. 17 Bog. 8°. Mit 204 Abbild., 41 Tafeln Konstruktionsskizzen und 1 Diagrammtafel. Brosch. ℳ 8.50, geb. ℳ 9.60.

Stierstorfer, Ingen. **Peter. Grundzüge der Theorie und des Baues** der Dampfturbinen. Mit Berücksichtigung der Rotationsdampfmaschinen. gr. 8°. 152 Seiten mit 89 Abbildungen u. 16 Tabellen. Brosch. ℳ 4.75, geb. ℳ 5.50.

Weil, Julius. Die Entstehung und Entwicklung unserer elektrischen Strassenbahnen. In gemeinfaßlicher Darstellung. gr. 8°. 92 Seiten mit 67 Abbildungen. Brosch. ℳ 3.—.

Weil, Dr. **Th. Neuere Bogenlampen, deren Mechanismen und Anwendungsgebiete.** Leitfaden durch das Gebiet der modernen Bogenlampentechnik in gemeinfaßlicher Darstellung. gr. 8°. 91 Seiten. Mit 120 Abbild. Brosch. ℳ 3.50.

Wietz, Hugo. Die isolierten Leitungsdrähte und Kabel. Ihre Erzeugung, Verlegung und Unterhaltung. gr. 8°. 236 Seiten. Mit 159 Abbildungen. Brosch. ℳ 7.—, geb. ℳ 8.20.

Wilke, Ingen. **Arthur. Über die gegenseitigen Beeinflussungen der** Fernsprechleitungen nach Müller's Theorie. gr. 8°. 69 Seiten. Mit 39 Abbildungen. Brosch. ℳ 1.—.

Wilke, Ingen. **Arthur. Der elektrotechnische Beruf. Eine kurz**gefaßte Darstellung des Bildungsganges und der Aussichten des Elektrotechnikers, des Elektrochemikers und der elektrotechnischen Gewerbetreibenden. Dritte vermehrte Auflage. gr. 8°. 127 Seiten. Brosch. ℳ 2.—; geb. ℳ 2.60.